www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

14e JAARGANG No. 7, blz. 197-224 JULI 1952

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

ZENDBUIZEN VOOR GROOT VERMOGEN MET KATHODE VAN GETHORIEERD WOLFRAAM

door E. G. DORGELO.

621.385.33.026.445:
621.385.33.032.461:
621.385.33.032.42

Voor zendbuizen die een vermogen in de orde van 100 kW moeten opwekken, was men tot voor kort aangewezen op zuiver wolfraam als kathodemateriaal, hoewel al tientallen jaren beter emitterende stoffen bekend zijn. Dank zij de ontwikkeling van zeer werkzame gasbinders is het gelukt een zendbuis te fabriceren met een kathode van gethorieerd wolfraam. Met water gekoeld, kan de buis een hoogfrequent vermogen van meer dan 100 kW opwekken met een zeer hoog rendement. Ofschoon ze in de eerste plaats is bedoeld voor frequenties tot 30 MHz, heeft ze ook zeer gunstige resultaten opgeleverd in een experimentele televisie-eindtrap, op een frequentie van 68 MHz.

Wolfraam en gethorieerd wolfraam als kathodemateriaal

De laatste tien jaar heeft zich op het gebied van grote zendbuizen een belangrijke ontwikkeling voorgedaan. Voorheen werden buizen voor een vermogen van 100 kW en meer steeds voorzien van een als kathode dienende gloeidraad van zuiver wolfraam. De beperkte emissie van zo'n kathode maakt het gebruik van zeer hoge anodespanning noodzakelijk; als voorbeelden noemen we de verouderde, hoewel nog steeds in gebruik zijnde, buizen TA 18/100 en TA 20/250, die werken met een anodespanning van 18 tot 20 kV. Een gevreesd verschijnsel, veroorzaakt door de grote veldsterkte in de buis, is het zg. Rocky-Point-effect [1]); hiermee bedoelt men bepaalde ontladingen die onregelmatig tussen de electrodes optreden. Deze ontladingen leiden tot bedrijfstoringen en kunnen de buis vroegtijdig doen uitvallen. Men heeft getracht het euvel te vermijden door buizen te ontwerpen voor lagere anodespanning. Daartoe moest men de kathode een overeenkomstig grotere emissie laten geven dan die van een buis voor hetzelfde vermogen en hoge anodespanning. Bij een kathode van wolfraam komt men zodoende tot gloeidraadvermogens van tientallen kW.

Aantrekkelijker is het gebruik van een materiaal met grotere specifieke emissie dan zuiver wolfraam, bijv. wolfraam met een gehalte van ca. 2% thoriumoxyde. Gethorieerd wolfraam vindt toepassing als kathode in talrijke kleine zendbuizen [2]) [3]) en in sommige röntgenventielen [4]); wat echter het gebruik in grote buizen in de weg stond, was de grote „vergiftigbaarheid" van zulk een kathode; het uiterst dunne thoriumhuidje, dat voor de emissie verantwoordelijk is, wordt al door sporen gas aangetast. Vele pogingen om dit kathodetype in te voeren in grote zendbuizen, waarvan het vacuum niet aan dezelfde eisen kan voldoen als dat van kleine, zijn op deze vergiftigbaarheid gestrand.

Dat we in de hieronder te beschrijven buizen met gethorieerd wolfraam toch succes hebben gehad, is te danken aan het gebruik van zeer werkzame gasbinders. Niet minder dan drie, verschillend geprepareerde, gasbinders zijn op geschikt gekozen plaatsen in de buis aangebracht; zij verzekeren een zeer hoog vacuum en daardoor een grote en con-

[1]) J. P. Heyboer, Een ontladingsverschijnsel in grote zendbuizen, Philips techn. T. **6**, 208-214, 1941.

[2]) E. G. Dorgelo, Enige technologische problemen bij de ontwikkeling van een nieuwe serie zendbuizen, Philips techn. T. **6**, 257-262, 1941.

[3]) E. G. Dorgelo, Glazen zendbuizen met een hoog rendement bij frequenties van omstreeks 100 Mper/sec, Philips techn. T. **10**, 273-281, 1948.

[4]) J. H. van der Tuuk, Philips techn. T. **8**, 204 en 205, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stante emissie. Dat dit ook op de lange duur het geval is, bewijst het jarenlang storingsvrij werken van deze buizen in omroepzenders en in hoogfrequentiegeneratoren voor industrieel gebruik (verwarming).

Algemene beschrijving van de buizen

De nieuwe zendbuis wordt gefabriceerd in twee uitvoeringen: één voor koeling met water (type TBW 12/100) en één voor koeling met lucht (type TBL 12/100). Eerstgenoemde is afgebeeld links in *fig. 1*; rechts ziet men een oudere buis, type TA 20/250 [5]). Zowel voor de TBW 12/100 als voor de TA 20/250 geldt, dat hij in een telefoniezender met anodemodulatie een topvermogen van ongeveer 250 kW kan leveren. Opvallend zijn de veel kleinere afmetingen van de nieuwe buis — waaruit al kan worden opgemaakt dat deze buis kleinere verliezen, en dus een hoger rendement zal hebben dan de oude. In het typenummer komt de lagere anodespanning tot uitdrukking: 12 in plaats van 18 of 20 kV.

Gasbinders

In *fig. 2* ziet men de kathode, die uit twaalf gloeidraden van gethorieerd wolfraam bestaat. Binnen deze kooi van gloeidraden bevindt zich een cilinder *3* van molybdeen, die als drager van één der drie gasbinders fungeert. Op de cilinder is namelijk een laagje zirconium als vangstof aangebracht; de straling van de kathode verhit het zirconium tot een temperatuur van ca. 800 °C, waarbij een sterke binding van gassen optreedt, althans van stikstof en zuurstof [6]). De hoeveelheid zirconium is groot genoeg om al het gas te binden dat de buis zou bevatten als ze was gevuld met N_2 onder een druk van 6 mm Hg, of met O_2 onder een druk van 10 mm Hg — d.i. ongeveer een millioen maal meer dan na het pompen in de regel aanwezig is.

Deze gasbinder heeft dus een zeer grote capaciteit, maar hij werkt vrij langzaam. Zijn werking moet derhalve worden aangevuld door een tweede, die snel werkt, maar geen grote hoeveelheden gas behoeft op te nemen.

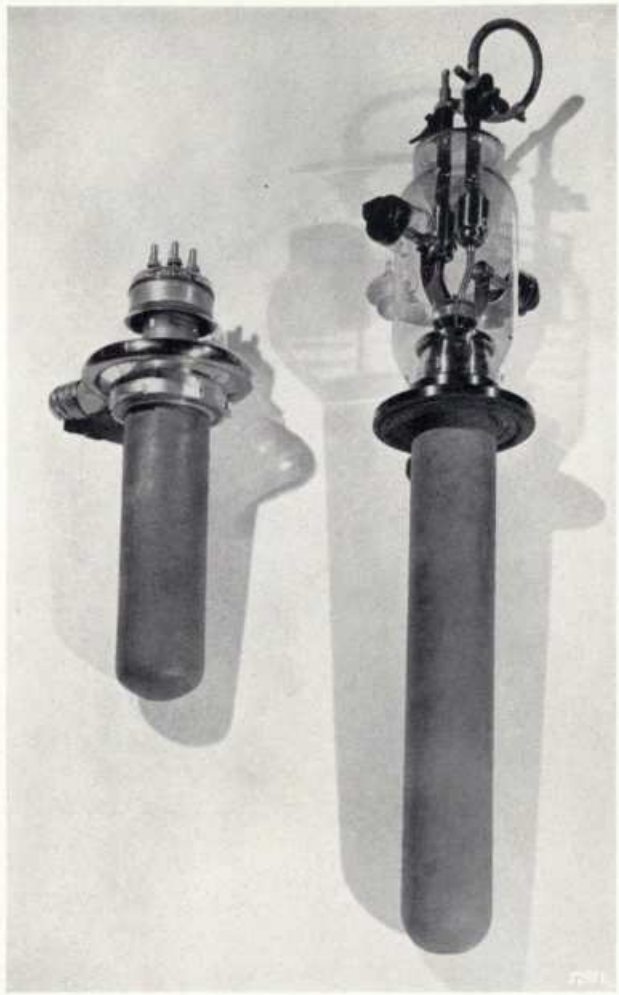


Fig. 1. Links: moderne zendbuis voor 100 kW, type TBW 12/100. Rechts: oude zendbuis, type TA 20/250. In een zender met anodemodulatie kunnen zij hetzelfde topvermogen leveren (250 kW).

Deze tweede gasbinder bestaat uit een laagje zirconium — anders geprepareerd dan het bovengenoemde —, waarmee het rooster is bedekt. Dit laagje bereikt pas een temperatuur waarbij het gassen als N_2 en O_2 bindt, wanneer de stuurtrap, die het rooster energie doet dissiperen, in werking is. Hoe groter het vermogen is dat aan het rooster wordt toegevoerd, des te hoger temperatuur het rooster aanneemt en des te sneller de gassen worden gebonden. Het maximale vermogen dat het rooster continu mag dissiperen, bedraagt 2,5 kW. Wordt deze grens ver of langdurig overschreden, dan ontstaat het gevaar dat het zirconium zich met het kernmateriaal legeert, waarbij de hoge waarde van de stralingscoëfficient die het zirconiumlaagje aanvankelijk had, verloren gaat. De temperatuur kan dientengevolge zo hoog stijgen dat de roosteremissie ontoelaatbaar groot wordt. Door gebruik

---

[5]) De code van de typenummers is als volgt.
Letters. De letter T geeft aan dat de buis een triode is (Q = tetrode, P = penthode), de A dat de kathode van zuiver wolfraam, de B dat de kathode van gethorieerd wolfraam is (C = direct verhitte, E = indirect verhitte oxydekathode). De W betekent, dat de buis moet worden gekoeld met water; bij de TA 20/250 is de W weggebleven, omdat het destijds van zelf sprak dat dergelijke grote buizen moesten worden gekoeld met water. Kunstmatige koeling met lucht wordt aangegeven met de letter L.
Cijfers. Het getal vóór de breukstreep is de anodegelijkspanning in kV, het getal er achter is (zeer globaal) het nuttige vermogen in kW dat per buis continu kan worden afgegeven in niet-gemoduleerde toestand.

[6]) J. D. Fast, Metalen als gasbinders, Philips techn. T. **5**, 225-230, 1940. Zie ook het in [2]) aangehaalde artikel, blz. 259 en volgende.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van zirconiumpoeder dat op bijzondere wijze is geprepareerd, is het gelukt, de temperatuur waarbij de ongewenste legering zich gaat vormen, op te voeren van omstreeks 1200 °C tot ongeveer 1600 °C. Deze laatste temperatuur treedt pas op bij een roosterdissipatie van 5 kW — het dubbele dus van de als maximum opgegeven waarde.

De twee besproken gasbinders onderhouden op zeer effectieve wijze het gewenste hoge vacuum, althans wat N_2, O_2 en enkele andere gassen betreft. Waterstof echter wordt bij de hoge werktemperatuur van deze gasbinders niet opgenomen (zie de in noot [6]) aangehaalde artikelen). Om ook dit gas, als het zich in de buis mocht bevinden, onschadelijk te maken, is een derde gasbinder aangebracht. Ook hierbij is de vangstof zirconium, ditmaal echter dusdanig behandeld en op een zodanige temperatuur gehouden dat het H_2 gretig kan opnemen. Het werkt reeds bij temperaturen beneden 200 °C; daarom is het onder in de anode aangebracht, in de vorm van een schijfje dat in innig contact met de gekoelde wand is. Deze wand bereikt aan de binnenzijde een temperatuur van ten hoogste ca. 100 °C in de met water gekoelde uitvoering (max. anodedissipatie 100 kW), en van ten hoogste 190 °C in de met lucht gekoelde uitvoering (max. anodedissipatie 45 kW). In beide gevallen wordt eventueel aanwezige waterstof effectief gebonden.

Uit een onderzoek aan een proefbuis, waarin kleine hoeveelheden van verschillende gassen konden worden toegelaten, is gebleken dat sporen gas al aanleiding kunnen geven tot doorslag. Door het gecombineerde effect van de drie gasbinders en de relatief lage anodespanning (10 kV gelijkspanning bij toepassing van anodemodulatie) is het gelukt, deze fout geheel te elimineren.

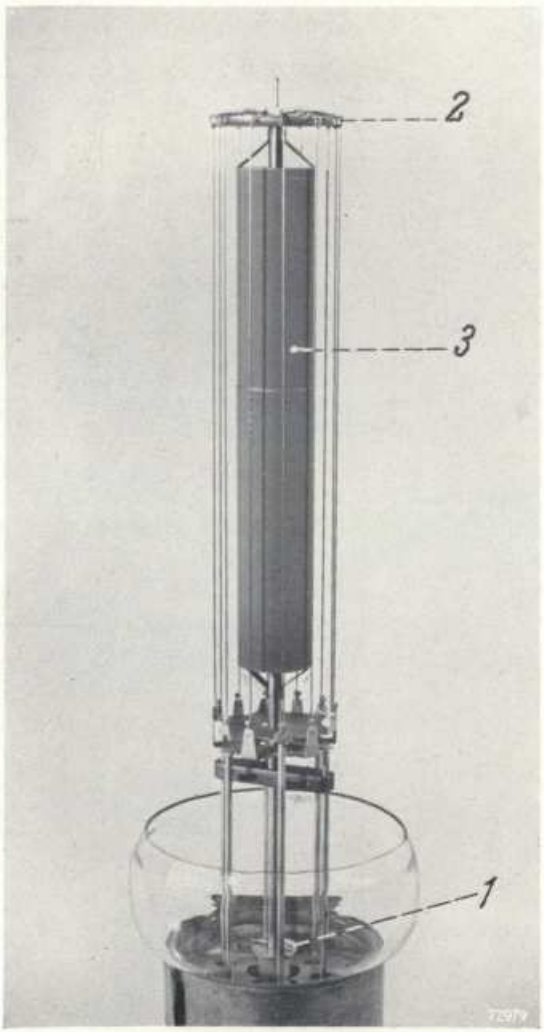


Fig. 2. Twaalf gloeidraden van gethorieerd wolfraam vormen de kathode van de zendbuizen TBW 12/100 en TBL 12/100. *1* veer die de gloeidraden gespannen houdt. *2* veren die kleine individuele lengteverschillen opnemen. Binnen de kooi van gloeidraden is een gasbinder *3* opgesteld.

Constructieve bijzonderheden

Om een grote en constante emissie te verkrijgen, wordt de kathode tijdens het pompen onderworpen aan het bij dit kathodetype gebruikelijke carbonisatieproces, hierin bestaande dat de kathode wordt gegloeid in een atmosfeer van koolwaterstof; er wordt dan in de draad wolfraamcarbide gevormd, dat een gunstige invloed op de levensduur heeft. Een bekend nadeel van het carboniseren is, dat de draad er vrij bros van wordt. Het gevaar van breuk, bijv. tijdens vervoer, is echter aanmerkelijk verkleind door aan de einden van de gloeidraden, waar bij schokbelasting de grootste buigmomenten optreden, het carboniseren achterwege te laten.

Vervorming van de kathode, het rooster en hun steunorganen is voorkomen door voor al deze onderdelen wolfraam of molybdeen te gebruiken, twee metalen die zeer weinig deformeerbaar zijn. De gloeidraden bijv. worden strak gehouden door een centrale veer (*1*, fig. 2) van een speciale wolfraamlegering, die ook bij hoge temperatuur zijn veerkracht behoudt; deze veer is bovendien zo geplaatst dat haar temperatuur zo laag mogelijk blijft. Kleine lengteverschillen tussen de gloeidraden onderling, die ook bij de zorgvuldigste montage niet geheel te vermijden zijn, worden opgenomen door zg. haarspeldveren *2*.

De totale gloeistroom bedraagt 196 A; hij wordt toe- en afgevoerd over drie aan drie parallelgeschakelde doorvoerpennen. Deze behoeven niet kunstmatig te worden gekoeld, in tegenstelling tot bijv. de doorvoeringen van de buis TA 20/250 (fig. 1 rechts bovenaan; gloeistroom 420 A), die met een waterstroom moeten worden gekoeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

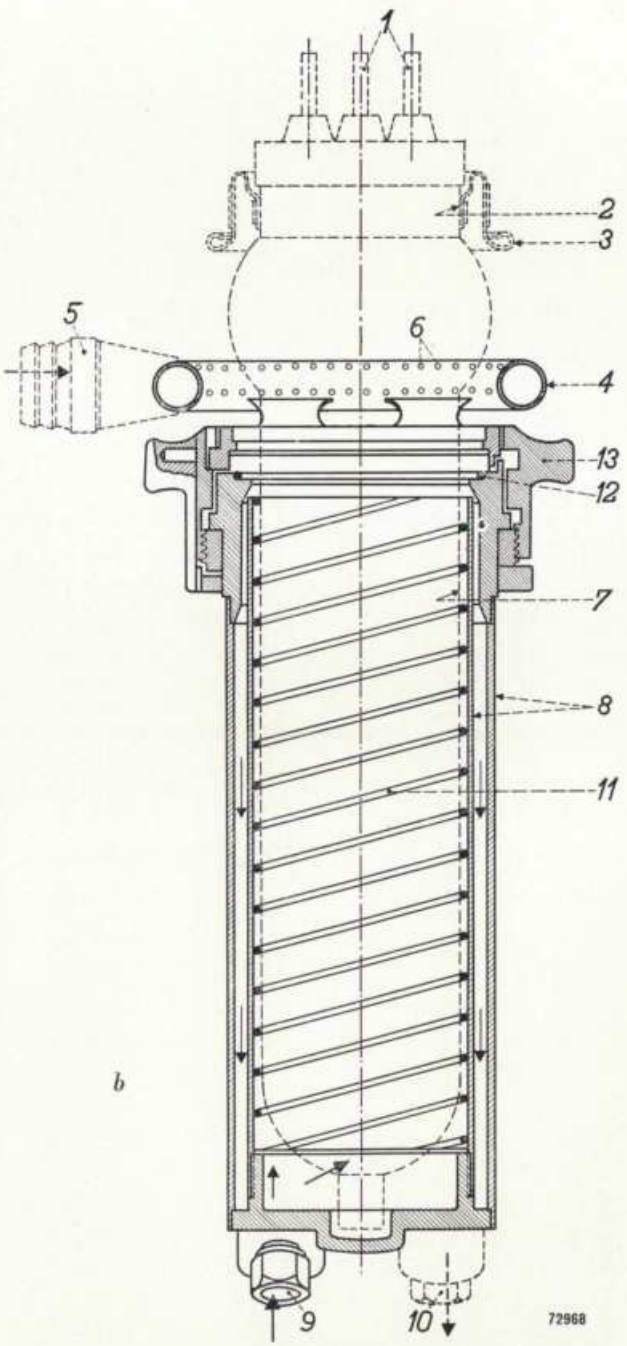
De roosterverbinding komt tot stand door middel van een zg. ringlas (fig. 1). Daardoor is de zelfinductie van deze verbinding klein, wat gunstig is voor het werken bij zeer hoge frequenties. De grote middellijn van de ring maakt, dat voor de roosterstroom, die er in radiale richting langs loopt, de weerstand klein is.

Ter vermindering van de verliezen zijn alle doorvoerleidingen verkoperd of verzilverd.

De anode bestaat uit een dikwandige „kan" van O.F.H.C.-koper (oxygen-free, high conductivity). In de uitvoering voor koeling met lucht is de kan voorzien van koelribben; we komen hierop aanstonds terug.

Zoals boven werd meegedeeld, is het gevaar van doorslag *in* de buis geheel bezworen, maar men moet ook rekening houden met de mogelijkheid van doorslag buitenom, door de lucht, in het bijzonder tussen de ringlas van het rooster en de bovenrand van de anodekan. Zulk een doorslag kan de glaslassen beschadigen. Om dit te voorkomen zijn de genoemde delen elk voorzien van een zg. anticoronaring (*fig. 3*). Het electrische veld tussen deze ringen is zodanig dat doorslag gemakkelijker plaats vindt tussen de anticoronaringen, waar hij onschadelijk is, dan tussen metalen delen die aan glas zijn gelast. De onderste anticoronaring dient tevens als handvat bij het in of uit de koeler tillen; de glaslassen worden daarbij niet belast.

a



b

Fig. 3. *a*) De buis TBW 12/100 met „Grip-o-matic" koeler. *b*) Hetzelfde, in doorsnede. *1* pennen voor de gloeidraadaansluiting. *2* ringvormige roosterdoorvoering, met bovenste anticoronaring *3*. *4* onderste anticoronaring, tevens handvat en verdeler van lucht die ter koeling van de lassen kan worden toegevoerd via de nippel *5*. *6* uitstromingsopeningen. *7* anodekan. *8* koeler, met nippels *9* en *10* voor toe- en afvoer van koelwater. *11* schroeflijnvormige ribbels. *12* zelfdichtende pakkingring, *13* draaibare ring voor het vastzetten van de buis in de koeler.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Electrische eigenschappen

In het bovenstaande werd al vermeld dat de buis kan werken met vrij lage anodespanning doordat de verzadigingstroom zeer groot is gemaakt. Een tweede voorwaarde waaraan daartoe moet zijn voldaan, is een lage inwendige weerstand.

In het algemeen bereikt men een lage inwendige weerstand door de kathode een grote werkzame oppervlakte te geven. In dit opzicht is een groot aantal dunne gloeidraden gunstiger dan een klein aantal dikke; sterkte-overwegingen bepalen hoe ver men met het onderverdelen van de kathode kan gaan.

Verkleinen van de afstand tussen anode en rooster en vooral ook van die tussen rooster en kathode leidt eveneens tot verlaging van de inwendige weerstand. Ook in dit opzicht stellen overwegingen van mechanische aard een grens; de buis moet bijv. bestand blijven tegen vervoer over grote afstanden.

Een ander gevolg van het vergroten van de kathode-oppervlakte en het gelijktijdig verkleinen van de afstanden is dat de capaciteiten tussen de electrodes toenemen. Dit verlaagt de maximale frequentie waarbij de buis nog kan worden afgestemd en verkleint bij gegeven vermogensversterking de bandbreedte.

Uit een en ander volgt dat men het juiste compromis zal moeten zoeken. Een theoretische beschouwing leert, dat men een lage inwendige weerstand krijgt zonder te grote capaciteiten op de koop toe te moeten nemen, door de stroomdichtheid in de buis groot te kiezen. Vandaar dat een goed emitterend kathodemateriaal als gethorieerd wolfraam gunstig is. De verkregen inwendige weerstand is ongeveer 200 Ω.

Bij een verbruik van rond 3,5 kW (17,5 V × 196 A) heeft de kathode een verzadigingstroom van ongeveer 250 A. Veiligheidshalve zijn de als maximum toelaatbare waarden van de anodestroom en van de roosterstroom zo vastgesteld dat de kathodestroom de verzadigingswaarde lang niet bereikt. Deze maximumwaarden vindt men opgegeven in *tabel I*.

De lage inwendige weerstand maakt, dat de verliezen in de buis gering zijn. Bij gebruik in een telefoniezender bijv. kan een rendement van meer dan 80% worden verkregen, wat voor een buis van dit vermogen zeer hoog is. Deze waarde geldt voor frequenties tot 30 MHz (golflengte 10 m); bij hogere frequenties neemt het rendement langzaam af, maar het heeft bij 68 MHz [7]) nog een waarde van ongeveer 60% (*fig. 4*).

Hoe hoger de frequentie is, des te kleiner moet het ingangsvermogen zijn; anders zouden de verplaatsingstromen, die over de buiscapaciteiten lopen, de doorvoeringen te sterk verhitten. Bij koeling met lucht is het zeer eenvoudig, in de koeler enige spleten aan te brengen, zodanig dat een luchtstroom op de doorvoeringen wordt gericht. De meest kritische doorvoering is die van het rooster; besproken werd al, dat deze zo is uitgevoerd dat ze een sterke stroom kan verwerken.

In *tabel II* zijn nog enige electrische gegevens van de buizen verzameld.

Tabel I. Waarden van de anodestroom ($I_{a\,max}$) en van de roosterstroom ($I_{g\,max}$), en de daarbij optredende waarde van de anodedissipatie (W_a), waarbij in de zendbuizen TBL 12/100 en TBW 12/100 de een of andere grootheid een waarde bereikt die niet mag worden overschreden.

Instelling	$I_{a\,max}$ A	$I_{g\,max}$ A	W_a kW	Koeling
Telegrafie	50	18	36	lucht
Anodemodulatie	72*)	25*)	30	lucht
Klasse B (lineaire versterker)	80*)	30*)	95	water

*) Deze nog zeer veilige waarden worden alleen bereikt tijdens de toppen van zo diep mogelijke modulatie.

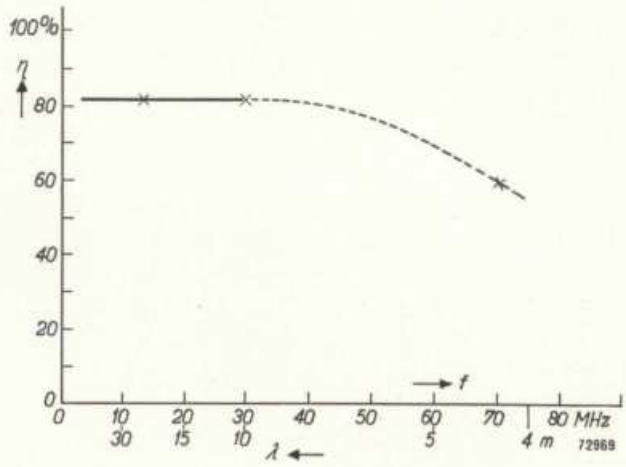


Fig. 4. Rendement η van de buis TBW 12/100, vol belast in een telefoniezender, als functie van de frequentie f of de golflengte λ. De kruisjes geven de gemeten waarden aan.

[7]) In het Philips-laboratorium te Eindhoven is geëxperimenteerd met een opstelling met twee in balans geschakelde buizen TBW 12/100 als eindtrap voor een televisiezender. Gewerkt werd met negatieve modulatie bij frequenties tot 68 MHz. Als uitgangsvermogen werd ca. 100 kW bij de synchroniseerpieken verkregen. De bandbreedte van de anodekring was daarbij ruimschoots voldoende voor het televisiesysteem met 625 lijnen.

Deze proeven zullen binnenkort in dit tijdschrift worden beschreven. — Red.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel II. Enige electrische gegevens van de zendbuizen TBL 12/100 en TBW 12/100.

Gloeispanning	17,5	V
Gloeistroom	196	A
Versterkingsfactor	ca. 27	
Steilheid (max.)	ca. 120	mA/V
Capaciteit		
anode-rooster	86	pF
rooster-kathode	116	pF
anode-kathode	3,4	pF
Anodedissipatie		
bij koeling met lucht max.	45	kW
bij koeling met water max.	100	kW
Max. afgegeven vermogen bij frequenties tot 30 MHz,		
telegrafie	105	kW*)
telefonie met anodemodulatie (draaggolf)	65	kW**)

*) Voedingspanning 12 kV.
**) Voedingspanning 10 kV.
Voor zg. versterkers klasse B wordt bij frequenties tot 4 MHz een anodespanning van max. 15 kV toegelaten.

Koeling

Koeling met water

De koeler van een zendbuis moet op effectieve en economische wijze de gedissipeerde energie afvoeren. De vroeger algemeen gebruikte koelers lieten in dit opzicht veel te wensen over; de stroming van het koelwater langs de anodekan was weliswaar niet zuiver laminair, maar de turbulentie was zeer gering, zodat in feite slechts een dun waterlaagje in contact met de anode kwam. Om de temperatuur van de anode beneden 90 °C te houden (bij hogere temperaturen wordt ketelsteen gevormd) was een groot waterverbruik nodig: ongeveer 4 liter/min per af te voeren kW.

Veel economischer is het, de turbulentie van het water zo sterk mogelijk te maken; dan komt ieder waterdeeltje herhaaldelijk met de anode in aanraking. In dit tijdschrift is al eens een koeler beschreven waarin de turbulentie wordt vergroot door waterstraaltjes tegen de anode te spuiten [8]). Bij de koeler voor de TBW 12/100 is hetzelfde doel nog beter bereikt. De schroeflijnvorm van ribbels *11* aan de binnenkant van de koeler (fig. 3*b* en *fig. 5*) en de schuine stand van de toevoer- en de afvoernippel bewerkstelligen dat het koelwater ten dele als een schroeflijn om de anodekan heen loopt, en ten dele ook tussen de kan en de ribbels door; deze laatste werken daarbij als obstakels, die een sterke en gelijkmatig verdeelde turbulentie doen ontstaan. Men kan nu volstaan met minder dan 1 liter/min per af te voeren kW.

Voor de practijk is het van groot belang, de koeler zo in te richten dat de buis snel en gemakkelijk kan worden verwisseld. Bij de vroeger gebruikte koelers kostte dit wel enige tijd. De met het onderhoud van de zender belaste technicus moest eerst met een sleutel een aantal bouten losdraaien, dan de buis vervangen door een nieuwe — wat dikwijls door één man niet te doen was — en ten slotte de bouten weer zorgvuldig vastdraaien, om lekken bij de pakkingring te voorkomen.

[8]) M. J. Snijders, Een zendbuiskoeler met verhoogde turbulentie van het koelwater, Philips techn. T. **10**, 240-247, 1948.

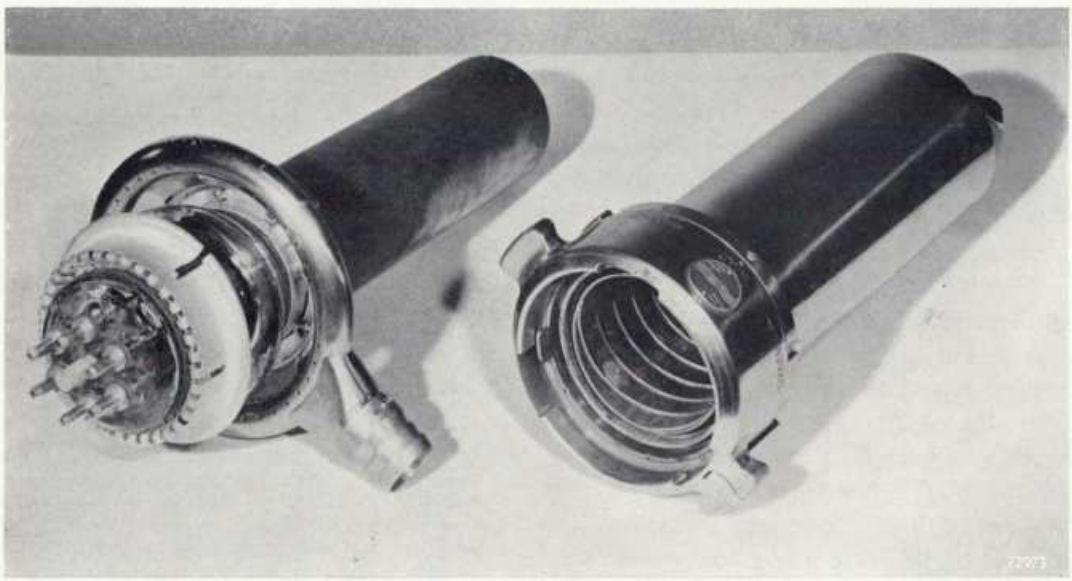


Fig. 5. Links de buis TBW 12/100, rechts de koeler (waarin de schroefvormige ribbels — *11* in fig. 3*b* — duidelijk zijn te zien).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij de buis TBW 12/100 gaat het verwisselen veel eenvoudiger. Men behoeft slechts met de hand een ring (*13* in fig. 3*b*) aan de bovenzijde van de koeler over een kleine hoek te draaien om te maken, dat de buis los komt te zitten; ze kan dan uit de koeler worden getild en de nieuwe buis er in gezet, en door terugdraaien van de ring wordt de buis vastgezet. Bij het inzetten komt de flens van de anodekan te rusten op een pakkingring met O-vormige doorsnede; door de druk van het water in de koeler wordt deze ring zodanig gedeformeerd dat een volkomen dichting wordt verkregen.

Voor nadere bijzonderheden van dit „Grip-o-matic" systeem, waarbij geen gereedschap nodig is, verwijzen wij naar een andere publicatie [9]).

Dank zij de kleinere lengte en het geringere gewicht (zie *tabel III*) gaat het uittillen en inzetten bij de TBW 12/100 veel gemakkelijker dan bij een buis als de TA 20/250. Het spreekt van zelf dat hierdoor de kans op ongelukken bij het verwisselen veel kleiner is dan voorheen.

De onderste anticoronaring is uitgevoerd als een buis en voorzien van gaatjes (zie *4*, *5* en *6* in fig. 3*b*). Bij frequenties hoger dan 6 MHz moet ter extra-koeling lucht in deze ring worden geblazen, die uit de gaatjes stroomt en de lassen tussen glas en metaal koelt.

Koeling met lucht

De koeler voor de buis TBL 12/100 berust op het volgende principe [10]).

Op de anodekan zijn in de lengterichting lopende koelribben aangebracht (*fig. 6*), in zeer groot aantal; vandaar de naam „Multifin" systeem. De ribben zijn dun en in radiale richting slechts 1 cm hoog. Ze zijn door middel van een voor dit doel ontworpen plooimachine gevormd uit dunne koperplaat en met zilver op de anode gesoldeerd. Aldus verkrijgt men een koelende oppervlakte die veel groter is dan bij de grovere koelribben waarvan bij andere koelsystemen gebruik wordt gemaakt.

Een verschil van meer principiële aard is hierin gelegen dat de lucht een geheel andere weg volgt dan bij de andere systemen. Daar werkte men met één luchtstroom, die van beneden naar boven langs de koelribben streek. Vooral bij lange anodes had dit tot gevolg dat het bovenste gedeelte van de anode werd „gekoeld" met lucht die door het zich lager bevindende gedeelte al aanmerkelijk was verwarmd, zodat bovenaan de koeling weinig effectief was. Bij het „Multifin" systeem nu wordt de binnenkomende luchtstroom gesplitst in een aantal stromen (*fig. 7*), die „parallelgeschakelde" luchtwegen doorlopen, welke ieder slechts een zone van geringe hoogte op de anode beslaan; iedere zone ontvangt dus verse, niet voorverwarmde lucht.

Ook hier wordt gezorgd voor flinke turbulentie. Iedere luchtstroom beweegt zich radiaal naar de

Fig. 6. De buis TBL 12/100, met talrijke fijne koelribben op de anode („Multifin" systeem).

Tabel III. Lengten en netto gewicht van de zendbuizen TA 20/250 en TBW 12/100.

	Totale lengte (met koeler) cm	Lengte anodekan cm	Gewicht buis kg
TA 20/250	139	70	22
TBW 12/100	71	39	14

[9]) A. G. Robeer en W. L. Vervest, The "Grip-o-matic" water jacket for large water-cooled transmitting valves, Communication News **12**, 10-14, 1951 (No. 1).

[10]) Voor uitvoeriger gegevens zie: H. de Brey en H. Rinia, Een verbeterde methode voor het koelen van zendbuizen met lucht, Philips techn. T. **9**, 172-179, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

anode toe, wordt dan vertikaal omgebogen en ten slotte weer radiaal afgevoerd; beide ombuigingen maken de stroming zeer turbulent.

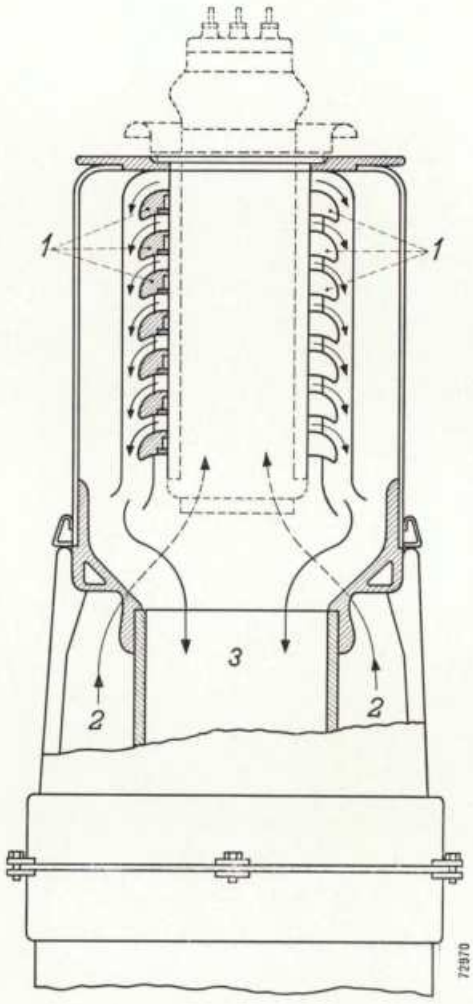
Met deze wijze van koelen kan, zonder dat de temperatuur van de anodebinnenwand boven 180 °C komt, 50 tot 60 W per cm² anode-oppervlakte worden afgevoerd bij een luchtverbruik van ca. 1 m³/min per kW. Dit is ongeveer 2× zo gunstig als bij dezelfde anodetemperatuur met het oude systeem kan worden verkregen.

De afgewerkte lucht wordt weggeleid door een centrale afvoerbuis (*3* in fig. 7*b*). Dit heeft twee voordelen boven het voorheen gebruikelijke vrij laten uitstromen: ten eerste wordt de ruimte waarin de zendbuis staat, niet onnodig verwarmd, en ten tweede vermijdt men het hinderlijke geraas, waarmee vrij uitstromen altijd gepaard gaat. Vooral in omroepzenders, waar een rustige sfeer gewenst wordt, is het vermijden van lawaai van belang.

De temperatuur van de afgewerkte lucht is ongeveer 150 °C, een waarde waardoor deze lucht vaak nog nuttig kan worden gebruikt, bijv. voor verwarming van het gebouw, of, indien de buis wordt gebruikt in een generator voor capacitieve verwarming [11]), voor het drogen of voorverwarmen van materialen als triplexhout e.d.

Door de koelribben is het gewicht van de TBL 12/100, 30 kg netto, groter dan dat van de TBW 12/100, maar niettemin kan één persoon ook deze buis gemakkelijk in de koeler plaatsen.

a



b

Fig. 7. *a*) De buis TBL 12/100 in haar koeler. *b*) Hetzelfde, in doorsnede. De schotten *1* verdelen de binnenkomende luchtstromen *2* over een aantal korte wegen, die in de afvoerbuis *3* samenkomen.

Levensduur

Theoretisch kan een buis als de TBL- of TBW 12/100 door een van de volgende oorzaken aan het eind van haar levensduur komen:

1) Verdamping van de kathode, i.c. speciaal van het in de gloeidraad aanwezige thorium.

[11]) Zie bijv. Philips techn. T. **11**, 236-243, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2) Legeren van het laagje zirconium op het rooster met het kernmateriaal.
3) Verzadiging van de gasbinders door vrijkomende gassen.
4) Deformatie van bepaalde onderdelen, als gevolg van rekristallisatie, vloeien van mechanisch zwaar belaste materialen, enz.

We zullen achtereenvolgens kort op deze punten ingaan.

Ad 1) Bij een kathode van zuiver wolfraam, met een werktemperatuur van 2600 °K, beperkt de verdamping van het wolfraam de levensduur tot enige duizenden uren. Een kathode van gethorieerd wolfraam werkt op een temperatuur van slechts ongeveer 2000 °K; berekening leert, dat het wel een 100 000 uur duurt vóór al het thorium er uit is verdampt.

Ad 2) Uit de practijk is gebleken dat na 10 000 uur nog niets te merken is van legering van het zirconium op het rooster met het kernmateriaal — althans bij normaal gebruik van de buizen. Proeven hebben echter uitgewezen dat overbelasting in dit opzicht zeer schadelijk kan zijn. Het is dus zaak, de opgegeven maxima niet te overschrijden.

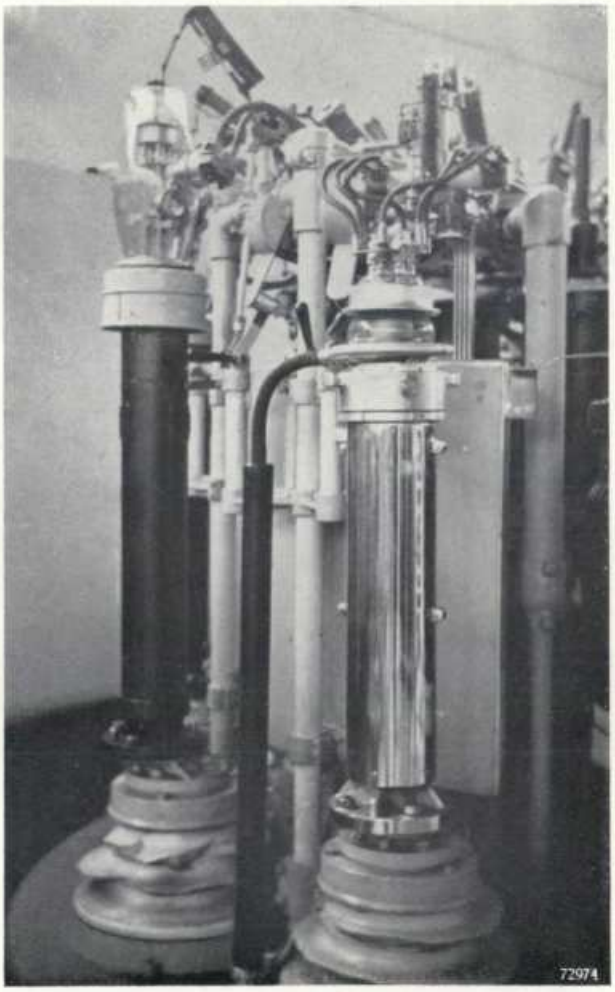


Fig. 8. Rechts op de voorgrond een buis TBW 12/100 in de 100 kW omroepzender te Mühlacker bij Stuttgart.

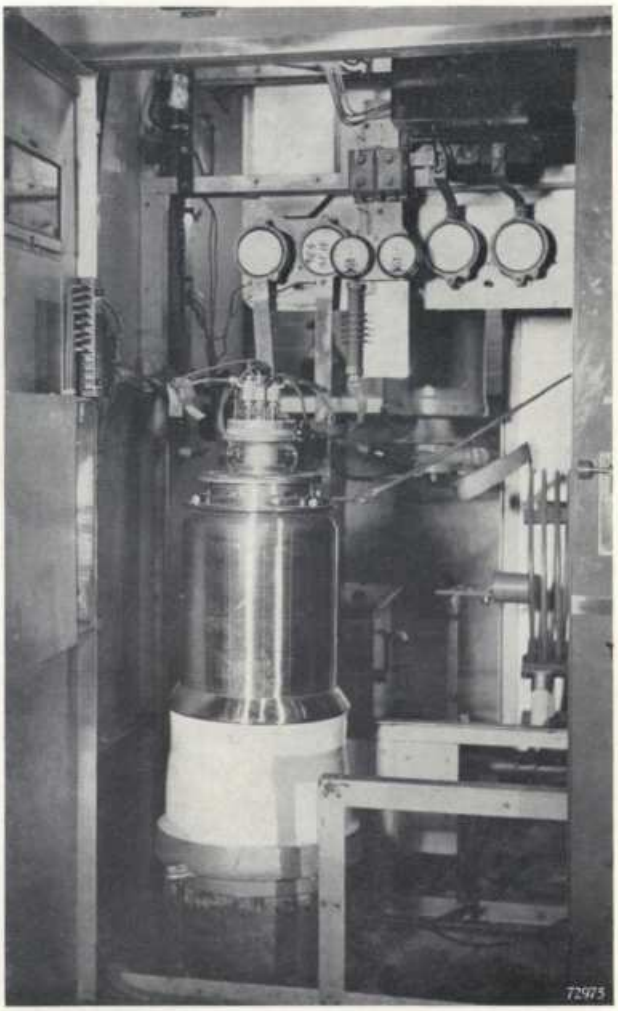


Fig. 9. Een buis TBL 12/100 in de 50 kW omroepzender van de B.B.C. te Westerglen (Schotland).

Ad 3) Vangstof (Zr) is in zo grote overmaat aanwezig, dat de gasbinders alleen verzadigd kunnen geraken als de buis lek is.

Ad 4) Al eerder werd meegedeeld dat ter voorkoming van het vervormingsgevaar alle inwendige, mechanisch belaste onderdelen zijn vervaardigd van de weinig deformeerbare metalen wolfraam of molybdeen. Lasverbindingen, die bij gebruik van deze metalen meestal bros zijn, zijn zoveel mogelijk vermeden. Zo zijn bijv. alle verbindingen in het rooster tot stand gebracht door klinken of door een soort samenpersen (in het Engels „cut-squash").

Ten slotte moet natuurlijk de practijk uitwijzen of de gunstige verwachtingen die men naar aanleiding van deze opmerkingen mag koesteren, zullen worden bewaarheid. Tot dusverre zijn de resultaten zeer bevredigend, zowel in omroepzenders in het middengolf- en kortegolfgebied als in generatoren

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor capacitieve verwarming. Als voorbeeld noemen we de omroepzender Mühlacker bij Stuttgart (*fig. 8*), waar een aantal buizen TBW 12/100 sinds April 1950 vol belast worden gebruikt. De levensduur is thans 10 000 uur; storingen hebben zich niet voorgedaan. *Fig. 9* is een foto van een buis TBL 12/100, die sinds 1 November 1950 werkt in de zender Westerglen (Schotland) van de B.B.C., eveneens zonder storingen.

Besparing door hoger rendement

Het hogere anoderendement van de buizen TBL- en TBW 12/100 — ruim 80%, vergeleken met 65 tot 75% bij oudere typen — levert bij volle belasting een besparing van ongeveer 15 kW per buis. Een ongeveer even groot bedrag wint men dank zij het kleinere verbruik aan gloeidraadvermogen. Bij 5000 werkuren per jaar wordt aldus een energie van niet minder dan 150 000 kWh per buis bespaard.

In de zoëven genoemde zender Westerglen (50 kW) steeg door het overgaan op de buis TBL 12/100 het totale rendement van de zender van 50% tot 56%.

Samenvatting. Beschrijving van twee versies van een nieuwe zendtriode: type TBW 12/100 en type TBL 12/100, gekoeld met een water- resp. luchtstroom. De gloeidraad is van gethorieerd wolfraam, een materiaal dat veel beter emitteert dan zuiver wolfraam, maar in buizen voor groot vermogen pas kon worden toegepast na de ontwikkeling van efficiente gasbinders. De nieuwe buizen bevatten drie gasbinders, met op verschillende manieren geprepareerd zirconium als vangstof: één langzaam werkende met zeer grote capaciteit, één snel werkende in de vorm van een laagje Zr op het rooster, en één die in het bijzonder waterstof opneemt.

Voordelen boven buizen voor hetzelfde vermogen met een kathode van zuiver wolfraam: geen doorslagen (Rocky-Point-effect) dank zij lagere anodespanning; kleiner gloeidraadverbruik (3,5 kW); hoger anoderendement (ruim 80% bij frequenties tot 30 MHz, ca. 60% bij 68 MHz); langere levensduur; gemakkelijker te vervangen dank zij kleiner gewicht en geringere afmetingen. Bij 80% anoderendement wordt per buis en per jaar (5000 werkuren) een energie van 150 000 kWh bespaard.

Bij frequenties tot 30 MHz bedraagt het afgegeven vermogen maximaal 105 kW (telegrafie) of 65 kW (telefonie). Voor koeling met water is de „Grip-o-matic" koeler ontwikkeld. De waterstroming hierin is zeer turbulent, waardoor minder dan 1 liter/min per af te voeren kW nodig is.

De buis voor koeling met lucht is voorzien van talrijke fijne koelribben („Multifin" systeem), waarvan de verschillende zones worden gekoeld door afzonderlijke luchtstromen. Bij een luchtverbruik van 1 m³/min per af te voeren kW kan 50 tot 60 W per cm² anode-oppervlakte worden afgevoerd. Deze wijze van koelen is vrij van hinderlijk geraas. De afgewerkte lucht (temperatuur 150 °C) kan eventueel worden gebruikt voor verwarmen of drogen.

MEETMETHODES VOOR ENKELE EIGENSCHAPPEN VAN FERROXCUBE-MATERIALEN

door C. M. van der BURGT, M. GEVERS en H. P. J. WIJN.

621.318.134:621.317.4

Ferroxcube-materialen onderscheiden zich van andere zachte ferromagnetische materialen doordat zij bij uitstek geschikt zijn voor gebruik bij hoge frequenties. In verband hiermede worden bij de bepaling van hun eigenschappen dan ook methodes toegepast die grotendeels tot het vaste repertoire van radio- en radartechniek behoren doch die voor het gebied van de ferromagnetica nogal ongewoon zijn.

Inleiding

De technisch belangrijkste eigenschappen van een zacht ferromagnetisch materiaal zijn wel de permeabiliteit en de verliezen in een wisselveld. Voor Ferroxcube-materialen zijn deze grootheden in een eerder in dit tijdschrift verschenen artikel [1]) aan een uitvoerige beschouwing onderworpen. In dat artikel was de bespreking van deze grootheden verdeeld over twee hoofdstukken, die resp. het gedrag in zwakke en in sterke velden behandelden. De reden van deze scheiding was hoofdzakelijk, dat het magnetisatieproces voor voldoend zwakke velden in goede benadering als reversibel beschouwd mag worden. Met andere woorden, het hysteresisverschijnsel heeft in dit geval geen merkbare invloed en levert dus ook slechts een verwaarloosbare bijdrage tot de verliezen. Hierdoor is de situatie in zwakke velden gemakkelijk te overzien en wordt het gehele gedrag beneden het frequentiegebied waar ferromagnetische resonantie optreedt, zowel wat permeabiliteit als wat verliezen betreft, beschreven door een complexe materiaalconstante, de (complexe) beginpermeabiliteit

$$\mu_i = \mu_i' - j\mu_i'' \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

(in feite zijn dus twéé reële grootheden μ_i' en μ_i'' nodig voor een volledige beschrijving). Zoals in I uitvoerig werd uiteengezet, is het gedrag in sterke velden aanzienlijk ingewikkelder, doordat de (reële)

[1]) J. J. Went en E. W. Gorter, Philips techn. T. **13**, 213, 1951 (No. 8), in het vervolg aangehaald als I. Het in dat artikel gebruikte systeem van gerationaliseerde Giorgi-eenheden zal ook in het huidige artikel worden gebruikt. De permeabiliteit van het vacuum is dan $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

permeabiliteit en de verliezen voor alle frequenties zowel van de frequentie als ook van de veldsterkte van het aangelegde veld afhankelijk zijn. In dat geval moeten de genoemde eigenschappen uit de magnetiseringskrommen (I, fig. 7 en 8), uit krommen voor het totale verlies (I, fig. 9) en uit krommen voor de vervorming worden afgelezen.

Als men Ferroxcube met metallische ferromagnetica vergelijkt, dan blijkt dat bij Ferroxcube de bepaling van de permeabiliteit iets eenvoudiger is. Dit hangt samen met het feit dat bij metalen een hoogfrequent magnetisch veld, ten gevolge van de kleine soortelijke weerstand, slechts een geringe indringdiepte heeft (huideffect): men meet daardoor een zekere effectieve permeabiliteit, welke afhankelijk is van de vorm en de afmetingen van het stuk metaal. Wil men uit deze gemeten „effectieve" permeabiliteit de „werkelijke" permeabiliteit bepalen, die een materiaaleigenschap is onafhankelijk van de vorm, dan moet men het huideffect kwantitatief in rekening brengen, hetgeen uiteraard een zekere complicatie betekent.

Het optreden van het huideffect in metalen maakt ook dat de verliezen hier voornamelijk uit wervelstroomverliezen bestaan. De hiervan volkomen verschillende situatie bij Ferroxcube is reeds uitvoerig in I ter sprake gekomen, alsmede in een daarop volgend artikel over de toepassingen van Ferroxcube-materialen [2]).

In het huidige artikel nu wilien we een overzicht geven van de verschillende methodes die ter beschikking staan om de reeds genoemde en andere eigenschappen van Ferroxcube-materialen bij aanwezigheid van een zuiver sinusvormig wisselveld te meten. We zullen hierbij, evenals in I, onderscheid maken tussen metingen bij zwakke velden en metingen bij sterke velden, en wel zullen we voor beide gevallen meetmethodes voor de permeabiliteit en voor de verliezen aan een nadere beschouwing onderwerpen. Ten slotte zal ook nog gesproken worden over het meten van de magnetiseringskromme en van de vervorming, van welke grootheid het belang in II duidelijk naar voren kwam.

Bij al deze beschouwingen zullen we niet ingaan op details van de meetopstelling doch ons beperken tot het doen zien van de relatieve merites van de verschillende methodes. Veelal zal het noodzakelijk zijn voor eenzelfde grootheid verschillende meetmethodes te gebruiken, naar gelang van de frequentie en de veldsterkte waarbij men meten wil en van de orde van grootte der te meten grootheid onder die omstandigheden.

[2]) W. Six, Philips techn. T. **13**, 317, 1951 (No. 11), in het vervolg aangehaald als II.

Recapitulatie van enkele begrippen

Permeabiliteit en verliezen in zwakke velden

Terwille van een beter overzicht zullen we op deze plaats nog even de belangrijkste definities die verband houden met de begrippen permeabiliteit en verliezen memoreren. Voor uitvoeriger beschouwingen wordt de lezer naar I en II verwezen.

Wordt Ferroxcube als kernmateriaal in een ideale ringspoel gebruikt en wordt er door een zwakke zuiver sinusvormig in de tijd variërende stroom door deze spoel een zwak homogeen magneetveld H opgewekt, dan is de inductie B een nagenoeg lineaire functie van het veld H. Ten gevolge van de verliezen die in het ferromagneticum optreden (in dit geval bij goede benadering uitsluitend „restverliezen") ontstaat er een fazeverschil tussen B en H. We geven het verband tussen B en H aan door $B = \mu_i H$, waarbij μ_i de reeds vermelde complexe beginpermeabiliteit is (formule 1). De fazehoek δ_F tussen B en H wordt nu gegeven door

$$\operatorname{tg} \delta_F = \frac{\mu_i''}{\mu_i'} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Zoals in II uitvoerig werd uiteengezet, komt deze beschrijvingswijze neer op de vervanging van de spoel met kern door een verliesvrije spoel met zelfinductie L_s en een weerstand R_s in serie geschakeld. Voor een ideale ringspoel van een lengte l (langs de hartlijn gemeten), een doorsnede O en een aantal windingen n, die een kern van ferromagnetisch materiaal met (complexe) beginpermeabiliteit μ_i nauw omsluit, geldt:

$$R_s = \omega n^2 \frac{O}{l} \mu_i'' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$L_s = n^2 \frac{O}{l} \mu_i' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Hierin is ω de hoekfrequentie van het sinusvormig wisselende veld.

Permeabiliteit en verliezen in sterke velden

Bij grote inducties kan men de permeabiliteit en de verliezen niet door een complexe permeabiliteit $\mu = \mu' - j\mu''$ beschrijven. In de eerste plaats is voor grote inducties de relatie $B = \mu H$ niet meer streng geldig, zelfs als men μ afhankelijk van de frequentie en van de topwaarde van de inductie onderstelt. Dit hangt samen met de later nog uitvoeriger te bespreken vervorming, waardoor een zuiver sinusvormig van de tijd afhankelijk veld H een niet sinusvormige inductie B veroorzaakt. In de tweede plaats zou het gebruik van een permeabiliteit μ

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

toch geen vereenvoudiging met zich mee brengen, daar deze grootheid dan veel te sterk van de frequentie en van de inductie zou afhangen. Het gedrag van Ferroxcube in sterke velden kan dus niet op een eenvoudige wijze, analoog aan die bij zwakke velden, beschreven worden. Zoals reeds in de inleiding werd opgemerkt, neemt men daarom zijn toevlucht tot grafieken: één die het verband tussen de amplitudes B_m en H_m voor verschillende frequenties weergeeft, een andere waaruit men het in een Ferroxcube-kern per volume-eenheid door een sinusvormig wisselend veld gedissipeerde vermogen kan aflezen als functie van de maximale inductie in de kern en van de frequentie (zie I, fig. 7, 8 en 9), en ten slotte nog een grafiek van de vervorming als functie van de frequentie en de maximale veldsterkte.

Meting van de permeabiliteit en de verliezen in „zwakke" velden

Metingen bij lage frequenties (50 kHz - 10 MHz)

Uit de in de inleiding gegeven definities van de grootheden μ_i' en μ_i'' en hun verband met de grootheden R_s en L_s voor een spoel met Ferroxcube-kern volgt direct de meest voor de hand liggende wijze waarop men deze grootheden bij betrekkelijk lage frequenties (tot bijv. 10 MHz) kan bepalen. Op een van te voren gedemagnetiseerde ring met vierkante of ronde doorsnede, bestaande uit het te onderzoeken materiaal, wordt een aantal windingen van koperdraad of gevlochten draad (lits) gelegd. Van de op deze wijze verkregen spoel worden de zelfinductie L_s en de serieweerstand R_s met behulp van een brugschakeling gemeten, waaruit met behulp van formules (3) en (4) — de afmetingen van de ring en het aantal windingen zijn natuurlijk bekend — μ_i' en μ_i'' berekend worden. Bij een dergelijke meting moet men wel bedenken dat de parasitaire capaciteit C_p van de windingen om de kern verhindert dat men direct R_s en L_s meet. De grootheden die men vindt zijn veeleer $R_s/(1-\omega^2 L_s C_p)^2$ en $L_s/(1-\omega^2 L_s C_p)$ indien althans zowel $\omega^2 L_s C_p$ als $\omega^2 L_s C_p \operatorname{tg}\delta_t$ klein zijn ten opzichte van 1.

Een methode waarbij men direct de seriezelfinductie en de tangens van de verlieshoek meet, is de volgende resonantiemethode, die in principe in een frequentiegebied tussen 50 kHz en 10 MHz kan worden toegepast (zie *fig. 1*).

Een nauwkeurig gecalibreerde oscillator (O) is via een grote impedantie Z_1 aan een resonantiekring gekoppeld. De uitgangspanning V_0 van de oscillator is onafhankelijk van de frequentie en van de impedantie van de meetkring. De spanning V_m over de resonantiekring wordt door een electronische voltmeter (V) gemeten, die via de impedantie Z_2 en zijn eigen ingangsimpedantie Z_3 zeer los aan de resonantiekring met impedantie Z gekoppeld is. Als geldt: $Z_1 \gg Z$ en ook $Z_2 \gg Z$, dan wordt de stroom i door de meetkring in goede benadering uitsluitend bepaald door de grootte van Z_1 en tevens de spanning V_m over de resonantiekring uitsluitend door i en de grootte van Z.

De resonantiekring zelf bestaat uit de volgende elementen: de ringspoel met Ferroxcube-kern met een zelfinductie L_s en een verliesweerstand r_t die alle in de resonantiekring optredende verliezen in rekening brengt, een variabele condensator met capaciteit C_v die voor het afstemmen van de kring dient, waaraan moet worden toegevoegd de parasitaire capaciteit C_p van de spoel met kern.

De verliesweerstand r_t bestaat uit verschillende stukken:

$$r_t = r_F + r_D + r_K, \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

waarbij r_F beantwoordt aan de in de kern optredende ferromagnetische verliezen, r_D aan de in de kern optredende diëlectrische verliezen, en r_K aan de in de windingen optredende Joule-verliezen. In verband met (5) geldt ook, als de verliezen klein zijn:

$$\operatorname{tg}\delta_t = r_t/\omega L_s = \operatorname{tg}\delta_F + \operatorname{tg}\delta_D + \operatorname{tg}\delta_K. \quad . \quad (6)$$

De meting wordt nu als volgt verricht: men bepaalt die waarde C_v^0 van C_v waarvoor, bij een bepaalde frequentie van de oscillator, de spanning over de resonantiekring maximaal is. We vinden C_v^0 dus uit de voorwaarde:

$$\frac{\mathrm{d}|Z|^2}{\mathrm{d}C_v} = 0,$$

waarbij $Z = \dfrac{(r_t + j\omega L_s)/j\omega C_t}{r_t + j\omega L_s + 1/j\omega C_t}$ en $C_t = C_v + C_p$.

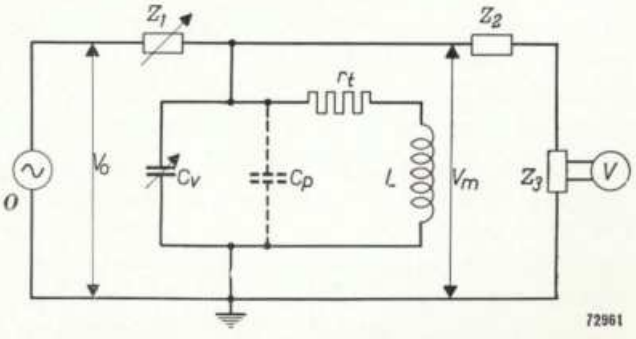


Fig. 1. Schema van de resonantiemethode voor de bepaling van μ' en μ'' in „zwakke" velden en bij „lage" frequenties. O oscillator, C_v variabele capaciteit voor het afstemmen van de resonantiekring, L zelfinductie, r_t vervangingsweerstand voor het totale verlies in de resonantiekring, C_p parasitaire capaciteit, V voltmeter.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

C_v^0 wordt dan gegeven door:

$$\omega^2 L_s C_t^0 = \frac{1}{1 + \mathrm{tg}^2 \delta_t},$$

waarbij $C_t^0 = C_v^0 + C_p$ en $\mathrm{tg}\,\delta_t = r_t/\omega L_s$.

Als we $\mathrm{tg}^2 \delta_t$ ten opzichte van 1 verwaarlozen, vinden we de gezochte zelfinductie uit de resonantiecapaciteit C_v^0 volgens:

$$L_s = \frac{1}{\omega^2 (C_v^0 + C_p)}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

De verlieshoek δ_t vinden we vervolgens door het verschil ΔC_v tussen die twee waarden van C_v te bepalen waarvoor de impedantie van de resonantiekring juist $1/\sqrt{2}$ maal de maximale waarde heeft. ΔC_v wordt ook wel de resonantiebreedte genoemd. Er geldt:

$$\mathrm{tg}\,\delta_t = \Delta C_v / 2(C_v^0 + C_p). \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

De beperkingen en de foutenbronnen van de beschreven methode zijn nu de volgende. In de eerste plaats moet $\mathrm{tg}\,\delta_t$ altijd klein zijn, omdat anders de resonantiekromme te vlak zou worden en daardoor de resonantiewaarde C_v^0 van de meetcapaciteit niet meer voldoende nauwkeurig bepaald zou kunnen worden. Verder veroorzaakt de parasitaire capaciteit C_p van de windingen, indien deze capaciteit niet afzonderlijk gemeten en in de berekening meegenomen is, fouten in de berekende waarde van de zelfinductie en in $\mathrm{tg}\,\delta_t$; dit blijkt direct uit formule (7). Uit deze relatie is ook te zien dat de parasitaire capaciteit een bepaling van L_s boven een zekere frequentie verhindert. Immers, relatie (7) zegt dat geldt: $L_s\omega^2 C_t = L_s\omega^2(C_v^0 + C_p) = 1$. Dus de waarde van de variabele capaciteit C_v zal bij constante L_s kleiner zijn naarmate ω groter is.

Als de frequentie zo hoog wordt dat $L_s\omega^2 C_p \approx 1$, dan is de waarde van C_v die nodig is om resonantie te verkrijgen niet meer nauwkeurig te bepalen, en bij nog hogere frequentie wordt zelfs in het geheel geen resonantie verkregen. Men kan trachten deze grensfrequentie te verhogen door minder windingen op de Ferroxcube-kern aan te brengen: zowel L_s als C_p wordt dan kleiner. Men kan hiermee echter niet onbeperkt doorgaan, aangezien bij vermindering van het aantal windingen het spreidingsveld groter wordt. Hierop komen we straks terug.

Voor men aan de grens $\omega^2 = 1/L_s C_p$ gekomen is, is de meting echter reeds door andere oorzaken onmogelijk geworden: hetzij doordat de verliezen in de Ferroxcube-ring sterk zijn toegenomen ($\mathrm{tg}\,\delta_F$ niet meer klein ten opzichte van 1), hetzij doordat de afzonderlijke bepaling van de parasitaire capaciteit, waarvan de nauwkeurige kennis met toenemende frequentie — wegens het afnemen van C_v^0 — steeds belangrijker wordt, niet meer goed mogelijk is.

Een andere complicatie spruit voort uit het feit dat de gemeten $\mathrm{tg}\,\delta_t$, behalve de voor de bepaling van μ_i'' noodzakelijke grootheid $\mathrm{tg}\,\delta_F$, ook nog $\mathrm{tg}\,\delta_D$ en $\mathrm{tg}\,\delta_K$ bevat. Deze (diëlectrische en Joule)-verliezen moeten dus nog afzonderlijk worden bepaald.

Ten slotte is nog een storende factor de parasitaire zelfinductie van de spoel, die bestaat uit de zelfinductie van de toevoerdraden en uit de zelfinductie van het spreidingsveld; de formules (3) en (4) zijn slechts geldig voor een ringspoel waarbij geen spreidingsveld aanwezig is.

De door de hier opgesomde oorzaken geïntroduceerde fouten kan men op de volgende manieren klein houden.

De eigen capaciteit en de diëlectrische verliezen in de kern kan men verminderen door tussen de kern en de wikkelingen een laagje styroflex te brengen (styroflex is een foelievorm van polystyreen, een materiaal met een kleine diëlectrische constante dat nagenoeg geen diëlectrische verliezen veroorzaakt). Dit laagje verhindert namelijk dat de electrische krachtlijnen die tussen twee opeenvolgende windingen aanwezig zijn door het Ferroxcube lopen (zie *fig. 2*). Wegens de grote waarden van het reële

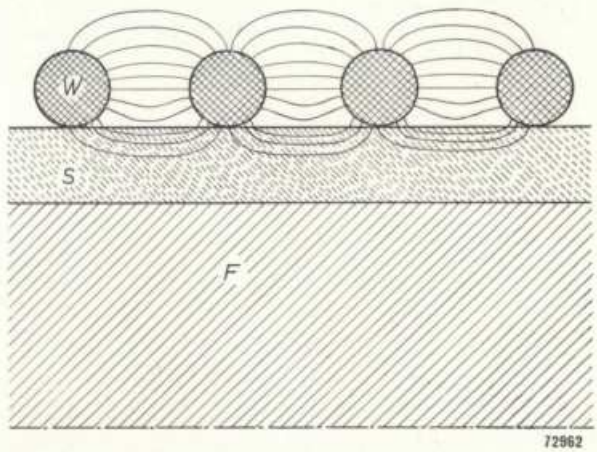


Fig. 2. Invoed van een laagje styroflex tussen de ferromagnetische kern F en de windingen W. De electrische krachtlijnen tussen twee opeenvolgende windingen lopen nagenoeg uitsluitend òf door de lucht òf door het styroflex S, dat slechts verwaarloosbare diëlectrische verliezen introduceert.

(ε') en het imaginaire deel (ε'') van de diëlectrische constante van bepaalde Ferroxcube-materialen (zie I, fig. 10) zou dit immers zowel een grote parasitaire capaciteit alsook grote diëlectrische verliezen met zich meebrengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De Joule-verliezen in de koperen windingen kan men klein houden door gevlochten draad te gebruiken, waarbij men de dikte der afzonderlijke draadjes moet aanpassen bij de meetfrequentie. Het feit dat er voor elke frequentie een draaddikte bestaat die men liefst niet moet overschrijden, is, zoals bekend, toe te schrijven aan het optreden van het huideffect. Tot ongeveer 10 MHz geldt de vuistregel dat de dikte d in microns van de afzonderlijke draadjes kleiner moet zijn dan de golflengte in meters.

De parasitaire zelfinductie van de toevoerdraden en van het spreidingsveld ten slotte kan men verminderen door korte, dicht bij elkaar liggende toevoerdraden te gebruiken en door het aantal windingen groot te kiezen. Dit gaat echter ten koste van de uitgebreidheid van het meetgebied (zie boven), zodat men gedwongen wordt een zeker compromis te sluiten.

De hierboven gegeven behandeling van de resonantiemethode is gebaseerd op de onderstelling dat men de metingen verricht door bij constante frequentie een meetcapaciteit C_v te variëren. We hadden echter volkomen analoge beschouwingen kunnen houden met de onderstelling dat de meting gedaan wordt door bij constante capaciteit C_t de frequentie te variëren. Een dergelijke werkwijze biedt het voordeel dat men de parasitaire capaciteit niet afzonderlijk behoeft te bepalen als men uitsluitend een meting van de verlieshoek beoogt daar immers geldt $\operatorname{tg}\delta_t = \Delta f/f_0$; hij kan echter tot moeilijkheden aanleiding geven indien de permeabiliteit en de verliezen in het frequentiegebied om de resonantiefrequentie sterk van de frequentie afhangen.

Metingen bij hoge frequenties (5 MHz - 3000 MHz)

De nu te bespreken methode voor hoge frequenties (5-3000 MHz) is ook een resonantiemethode, die echter niet meer met geconcentreerde schakelelementen werkt. Veeleer wordt hier gebruik gemaakt van een resonerende coaxiale lijn [3]). Het bijzonder aantrekkelijke van deze methode is dat men hier geen draadwindingen om de kern behoeft te leggen en dat alle mogelijke hierboven besproken foutenbronnen en beperkingen ondervangen zijn.

Het zojuist genoemde frequentiegebied moet nog weer in twee trajecten worden gesplitst. Een coaxiale $\lambda/4$-resonator voor de laagste frequentie van dit frequentietraject zou veel te lang worden om nog in de practijk bruikbaar te zijn. Daarom is het practisch dat men in het frequentiegebied van 100-3000 MHz een open $\lambda/4$-resonator gebruikt (zie *fig. 3* en *4*) — of bij de hoogste frequenties, terwille van de betere hanteerbaarheid, een $(2n+1)$ $\lambda/4$-resonator — terwijl men in het gebied van 5-100 MHz een coaxiale resonator in combinatie met een geconcentreerde capaciteit gebruikt die aan het bovenste uiteinde van de lijn is aangebracht (topcapaciteit) (zie *fig. 5* en *6*); eventueel wordt

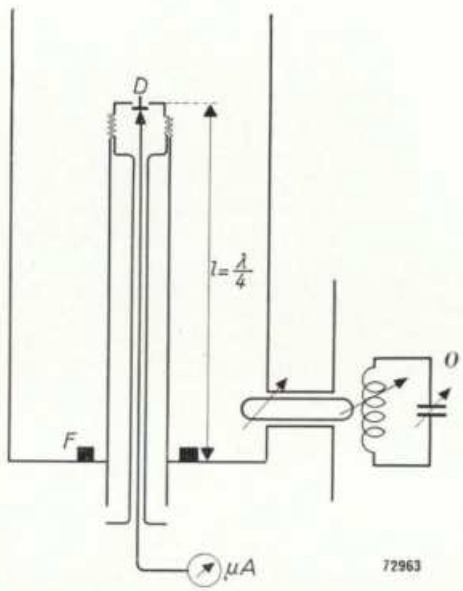


Fig. 3. Coaxiale lijn ($l = \lambda/4$) voor de meting van μ' en μ'' bij hoge frequenties. O oscillator, D detector gekoppeld met het electrische veld, F Ferroxcube-ring.

ook nog een spoel in serie in de schakeling opgenomen. Deze kleine wijziging in de opstelling heeft echter geen enkele consequentie van principiële aard.

De meetopstelling is als volgt. Een coaxiale lijn van een zekere lengte l is via een magnetische koppellus aan een oscillator gekoppeld. De spanning die aan het bovenste uiteinde van de resonator aanwezig is, wordt bepaald met behulp van een kristaldetector, die boven in de binnenste geleider is aangebracht. Voor een goede gang van de meting is het noodzakelijk dat de koppelingen tussen de coaxiale resonator en de oscillator en tussen de detector en de resonator zo zwak zijn dat de amplitude en de frequentie van de oscillator onafhankelijk zijn van de instelling van de resonator, en evenzo dat de resonator niet beïnvloed wordt door de detector.

De meting van het reële en het imaginaire deel van de beginpermeabiliteit μ_i' van Ferroxcube bij

[3]) Over de coaxiale lijn, ofwel het coaxiale Lechersysteem, zie bijv.: C. G. A. von Lindern en G. de Vries, Philips techn. T. **6**, 241, 1941. Voor een uitgebreidere behandeling hiervan zie bijv. R. W. P. King, H. R. Mimmo, A. H. Wing, Transmission Lines, Antennas and Waveguides, McGraw Hill Book Co, New York, London, 1945.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

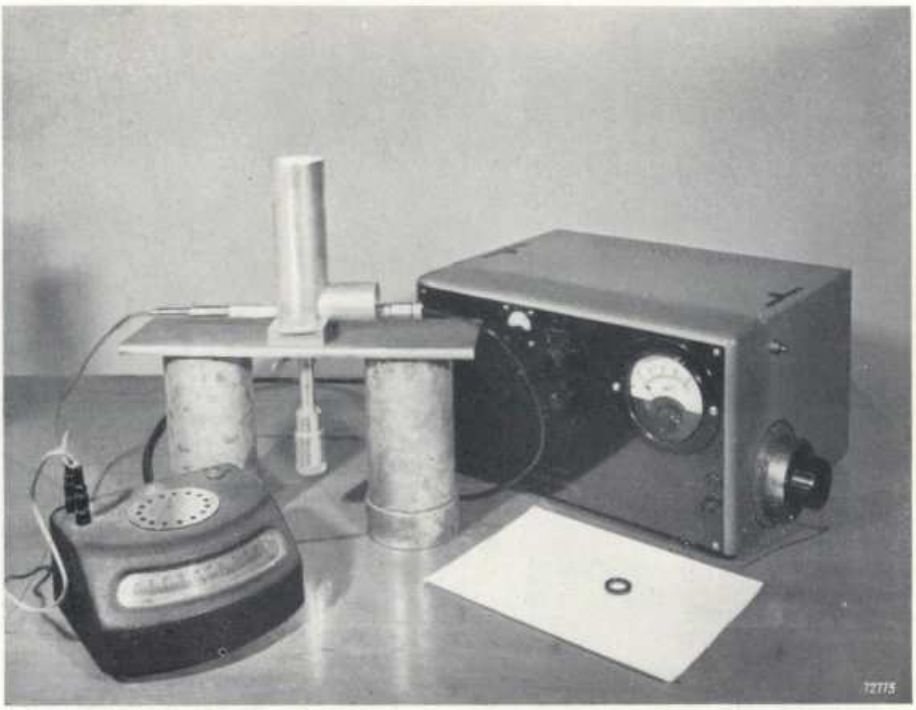


Fig. 4. Foto van de in fig. 3 geschetste opstelling. Rechts de oscillator, in het midden een coaxiale $\lambda/4$-resonator geschikt voor frequenties van 500-2000 MHz, met aan de onderkant de stelschroef voor het variëren van de lengte. Het naar links uitstekende gedeelte van de resonator bevat de detector, die echter, in tegenstelling met de in fig. 3 geschetste situatie, met het magnetische veld gekoppeld is. Voor de oscillator ligt een Ferroxcube-ring.

een bepaalde frequentie bestaat nu uit verschillende stappen [4]):

1a) Bepaling van de resonantielengte l^0 (of, in het geval van een door een condensator afgesloten lijn, van de resonantiecapaciteit C^0) van de lege lijn.

1b) Bepaling van het verschil Δl_0 (ΔC_0) tussen die twee waarden voor de lege lijn waarbij de spanning $1/\sqrt{2}$ maal zijn maximale waarde heeft. Uit de zo bepaalde resonantiebreedte vindt men de kwaliteit Q_0 van de lege lijn: $Q_0 = l^0/\Delta l_0$ ($C^0/2\Delta C_0$).

2a) In de coaxiale lijn wordt op een plaats waar de electrische veldsterkte nagenoeg nul is, een ring van Ferroxcube aangebracht. Men bepaalt nu de lengtevariatie δl_F (resp. capaciteitsverandering δC_F) die nodig is om de spanning aan het uiteinde van de resonator weer maximaal te maken.

2b) Bepaling van de resonantiebreedte uitgedrukt door Δl_F resp. ΔC_F van de lijn met Ferroxcube-ring.

In beginsel beschikt men hierna reeds over alle gegevens die, samen met de kennis van de afmetingen van de ring en de meetlijn, nodig zijn voor een

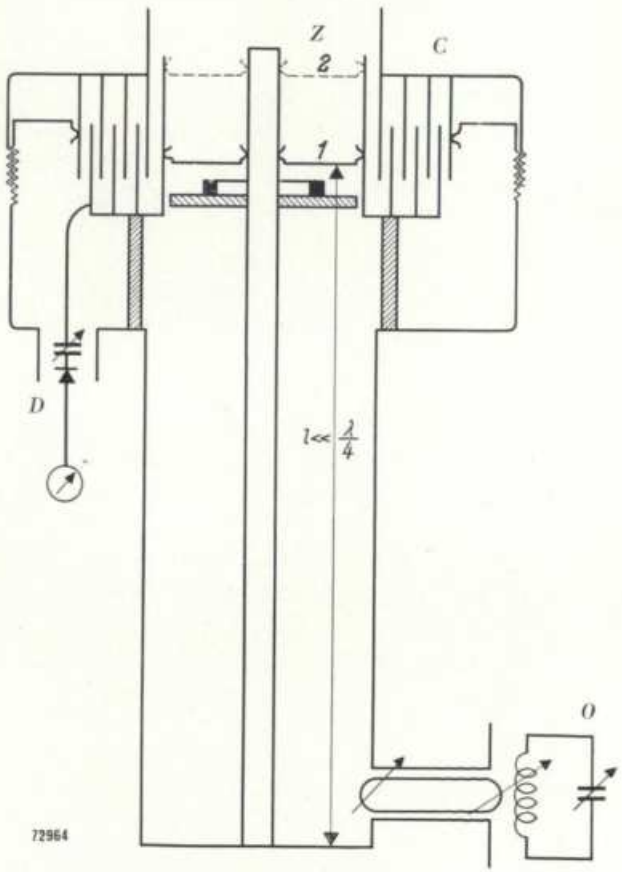


Fig. 5. Coaxiale lijn ($l < \lambda/4$) in combinatie met een geconcentreerde capaciteit. O oscillator, D detector, C geconcentreerde variabele capaciteit, Z verplaatsbare zuiger in twee standen 1 en 2, met daaronder de Ferroxcube-ring.

[4]) Terwille van een eenvoudiger betoog zullen we de behandeling van het geval dat de frequentie van de oscillator wordt gevarieerd achterwege laten. De gang van zaken is volkomen analoog en biedt geen enkel nieuw gezichtspunt. Overigens is de opmerking die aan het eind van de vorige paragraaf over de methode der frequentievariatie is gemaakt ook hier van toepassing.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bepaling van de twee componenten van de permeabiliteit van Ferroxcube. De formules worden echter veel eenvoudiger als men ook nog de met δl_F (δC_F) corresponderende grootheid δl_K (δC_K) voor een koperen ring bepaalt, die dezelfde afmetingen en als de relatieve verstemming $\delta l_F/l^0$ resp. $\delta C_F/C^0$ klein is ten opzichte van 1, dan geldt:

$$\mu_i'/\mu_0 - 1 = -\frac{\delta l_F}{\delta l_K} \text{ resp. } \mu_i'/\mu_0 - 1 = -\frac{\delta C_F}{\delta C_K}. \quad (9)$$

Fig. 6. Foto van de in fig. 5 geschetste opstelling. Rechts de oscillator, daarop liggend een open coaxiale $\lambda/4$ lijn die in het gebied van 250 tot 1000 MHz gebruikt wordt. Aan het uiteinde van de centrale geleider is de electrisch gekoppelde detector zichtbaar. Links staande een coaxiale lijn met variabele topcapaciteit, voor frequenties van 5-100 MHz. Links van de lijn de electrisch gekoppelde detector. De spiraal op de voorgrond is de binnengeleider van een lijn, waarbij de spiraal als geconcentreerde zelfinductie dienst doet (zie pag. 213).

heeft als de Ferroxcube-ring [5]). Wegens het huideffect dringt het magnetische veld slechts tot een zeer geringe diepte in de koperen ring, zodat men in het beschouwde frequentiegebied in goede benadering de koperen ring kan beschouwen als een ring met een magnetische permeabiliteit $\mu' = 0$.

Als de kwaliteit van de lijn met Ferroxcube-ring voldoende groot is:

$$(l^0 + \delta l_F)/\Delta l_F \text{ resp. } (C^0 + \delta C_F)/2\Delta C_F > 10,$$

Het imaginaire deel van de permeabiliteit wordt gegeven door:

$$\mu_i''/\mu_0 = \frac{\Delta l_F - \Delta l_0 (1 + \delta l_F/l^0)^2}{2\delta l_K}$$

$$\text{resp. } \mu_i''/\mu_0 = \frac{\Delta C_F (1 + \delta C_F/C^0)^{-2} - \Delta C_0}{2\delta C_K}. \quad (10)$$

De bezwaren die de bruikbaarheid van de resonantiemethode in de uitvoeringsvorm van het vorige hoofdstuk beperkten, zijn bij de coaxiale uitvoeringsvorm stuk voor stuk ondervangen.

De eis dat de kwaliteit van de lege resonator en van de resonator met Ferroxcube-ring groot moet

[5]) J. H. Lindenhovius en J. C. van der Breggen, Philips Res. Rep. **3**, 37, 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijn bestaat weliswaar nog, omdat de gegeven formules slechts nauwkeurig zijn op termen van de orde van $\mathrm{tg}^2\,\delta$ na en omdat anders ook de resonantiepiek niet meer scherp genoeg is om $\delta l_F(\delta C_F)$ nauwkeurig te bepalen. Dit betekent echter niet dat met de coaxiale methode alleen een Ferroxcube-soort met een kleine $\mathrm{tg}\,\delta_F$ gemeten zou kunnen worden. Immers, de ferromagnetische ring vult slechts een heel klein gedeelte van het volume van de coaxiale lijn op, zodat de kwaliteit van de lijn ook bij aanwezigheid van een ring met grote verliezen nog groot kan zijn.

Een parasitaire capaciteit is bij de coaxiale methode niet aanwezig, omdat de Ferroxcube-ring op een plaats in de lijn gebracht wordt waar geen electrisch veld aanwezig is. Hierdoor worden er ook geen storende diëlectrische verliezen geïntroduceerd.

De Joule-verliezen ten gevolge van het eindige geleidingsvermogen van de wanden van de coaxiale lijn zijn natuurlijk wel aanwezig en maken dat de kwaliteit van de lege lijn niet oneindig groot is. In tegenstelling tot de vroeger besproken uitvoering van de resonantiemethode voor lage frequentie kunnen deze Joule-verliezen bij de coaxiale uitvoeringsvorm gemakkelijk gemeten en in rekening gebracht worden (zie formule 10). Bij de eerst genoemde vorm kon men de verliezen van de windingen zonder kern niet op een eenvoudige wijze meten, omdat de verdeling van het electromagnetische veld essentieel door de aanwezigheid van de kern beïnvloed wordt.

Bij de coaxiale methode is er ook geen parasitaire zelfinductie aanwezig.

Behalve de reeds genoemde voorwaarde dat de kwaliteit van de lijn met Ferroxcube-ring niet kleiner mag zijn dan ongeveer 10 wanneer men fouten groter dan ongeveer 1% wil vermijden, zijn er nog enkele andere eisen waaraan voor de goede gang van de meting voldaan moet zijn: zo mag de relatieve verstemming $\delta l_F/l^0$ niet te groot zijn, omdat in de formules termen van de orde $(\delta l_F/l^0)^2$ verwaarloosd zijn. Aan deze eis kan men steeds voldoen door eventueel een langere lijn te gebruiken of een geconcentreerde zelfinductie in serie met de meetlijn aan te brengen.

Aan de andere kant mogen de verliezen en de verstemming natuurlijk ook niet te klein zijn, teneinde een voldoend nauwkeurige meting mogelijk te maken. Hieraan kan men in vele gevallen voldoen door een kort stuk coaxiale lijn te gebruiken in combinatie met een grote capaciteit en door eventueel de hoogte van de Ferroxcube-ring groot te kiezen.

In het geval dat men een Ferroxcube-soort onderzoekt met een grote permeabiliteit (μ_i' bijv. $=$ 1000 μ_0) doet zich het volgende probleem voor. Een dergelijke Ferroxcube-ring brengt een verstemming δl_F (δC_F) teweeg die 1000 maal zo groot is als die welke teweeg gebracht wordt door een koperen ring van identieke afmetingen. Daar men op deze wijze natuurlijk geen voldoende meetnauwkeurigheid zou bereiken, moet men in zulk een geval de Ferroxcube-ring vergelijken met een koperen ring met afmetingen die vele malen groter zijn dan die van de Ferroxcube-ring, zodanig, dat de verstemmingen niet meer dan bijv. een factor 10 verschillen. In de practijk wordt een dergelijke grote koperen ring vervangen door een verschuifbare zuiger boven in de coaxiale lijn (zie fig. 4). Het verplaatsen van die zuiger komt dan neer op het toevoegen of weghalen van een grote koperen ring van bekende afmetingen. Uit de verstemming die men na het weghalen van de Ferroxcube-ring door inschuiven van de zuiger meet, kan men gemakkelijk de verstemming berekenen die een koperen ring met dezelfde afmetingen als de Ferroxcube-ring zou hebben veroorzaakt, waarna formules (9) en (10) weer de componenten van de permeabiliteit leveren.

De enige werkelijke moeilijkheid waarmee men bij de interpretatie van meetresultaten, verkregen met de coaxiale methode, rekening moet houden, zijn de dimensionele effecten, die bij deze hoge frequenties optreden doordat de afmetingen van de ringdoorsnede ten opzichte van de golflengte in het materiaal niet meer klein zijn [6]). Ten gevolge van deze dimensionele effecten zullen de gemeten waarden van de permeabiliteit afhangen van de vorm en de afmetingen van de Ferroxcube-ring die bij de meting gebruikt werd, en om van de gemeten waarden te komen tot (van de vorm onafhankelijke) materiaalgrootheden, zou men nog correcties moeten aanbrengen. Dit brengt echter in het algemeen ingewikkelde berekeningen met zich mee en vereist bovendien de kennis van de complexe diëlectrische constante van het materiaal bij de betrokken frequentie. Daarom zal men de noodzaak voor deze berekeningen zoveel mogelijk vermijden door de hoogte van de ring voldoende klein te kiezen.

Metingen in sterke velden

De magnetiseringskromme

Onder magnetiseringskromme bij een bepaalde frequentie verstaan wij het eenduidige verband dat er bestaat tussen de amplitude H_m van een sinus-

[6]) Zie I, p. 226.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vormig in de tijd wisselend magneetveld en de maximale waarde B_m van de periodiek (doch in het algemeen niet sinusvormig) wisselende inductie in het ferromagneticum, dat voor het begin van de meting gedemagnetiseerd is (zie *fig. 7*). We wijken hier dus een weinig van de gebruikelijke terminologie

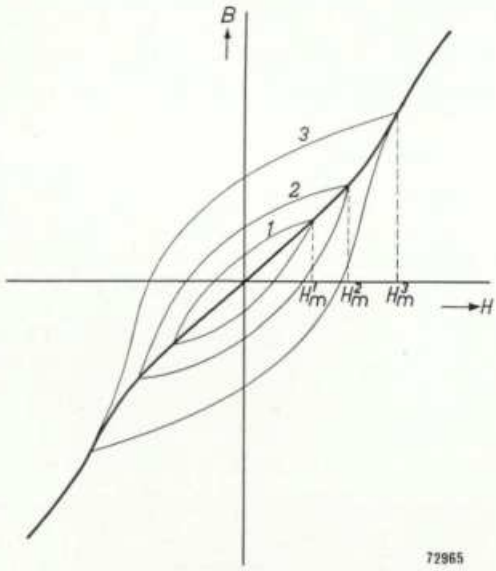


Fig. 7. Bij lage frequenties behoort bij elke waarde van H_m een hysteresislus. In de figuur zijn er drie verschillende aangegeven. De eindpunten van de hysteresislussen liggen op de getrokken lijn, de magnetiseringskromme bij hoge frequenties.

af. De hier gegeven definitie heeft alleen practische waarde voor ferromagnetica met een grote soortelijke weerstand, omdat in metallische ferromagnetica de op deze wijze gedefinieerde magnetiseringskromme afhankelijk zou zijn van de vorm en afmeting van het onderzochte materiaal.

De meting van de magnetiseringskromme verloopt schematisch als volgt (zie *fig. 8*). De primaire spoel (zelfinductie L_p) van een transformator met een torusvormige Ferroxcube-kern wordt gevoed uit een oscillator met regelbare frequentie. De door de oscillator geleverde en met een mA-meter gemeten primaire stroom (effectieve stroomsterkte i_p) moet zo veel mogelijk zuiver sinusvormig zijn. Het door de primaire stroom in de kern opgewekte magnetische veld heeft een topwaarde:

$$H_m = \frac{i_p n_p \sqrt{2}}{l} \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

Hierin is n_p het aantal windingen van de primaire spoel en l is de lengte van de hartlijn van de kern.

De meting van de secundaire spanning over de transformator gebeurt met een dubbel gelijkrichtende Graetz-schakeling zoals in fig. 8 is aangegeven. Door de dubbele gelijkrichting is de uitslag van de μA-meter evenredig met de gemiddelde waarde van de secundaire spanning $E_s(t)$ over een halve periode, met de beginconditie $E_s(0) = 0$:

$$\bar{E} = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{\omega}} E_s(t)\, dt. \quad \ldots \ldots \quad (12)$$

$E_s(t)$ hangt met de tijdsafgeleide van de magnetische flux Φ samen volgens:

$$E_s(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -n_s O \frac{dB}{dt},$$

waarbij n_s het aantal secundaire windingen en O het oppervlak van een kerndoorsnede is. Door invullen in (12) vinden we:

$$\bar{E} = -\frac{\omega}{\pi} n_s O \left[B\left(\frac{\pi}{\omega}\right) - B(0) \right] = 2 \frac{\omega}{\pi} n_s O\, B_m,$$

en dus:

$$B_m = \frac{\pi \bar{E}}{2\omega n_s O}. \quad \ldots \ldots \quad (13)$$

De beperkingen en foutenbronnen van de hier besproken methode zijn de volgende.

De op de mA-meter (zie fig. 8) afgelezen waarde is niet gelijk aan de effectieve waarde van de primaire stroom i_p, doordat parallel aan de primaire spoel altijd een parasitaire capaciteit aanwezig is. Als we eisen dat de door de parasitaire capaciteit gaande stroom minder dan 1% van de door L_p gaande stroom is, moet aan de volgende voorwaarde voldaan zijn:

$$\omega^2 L_p C_p \leq 10^{-2}. \quad \ldots \ldots \quad (14)$$

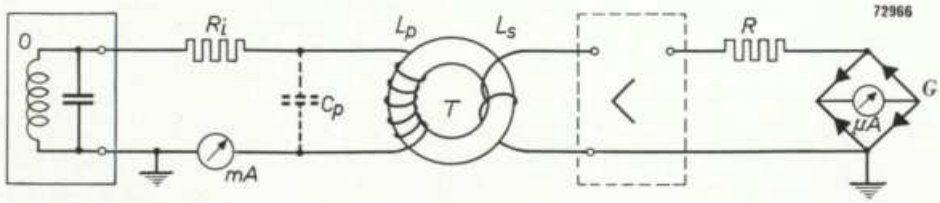


Fig. 8. Schema van de methode voor de bepaling van de magnetiseringskromme. O oscillator, R_i weerstand van primaire kring, L_p primaire zelfinductie, C_p parasitaire capaciteit. T transformator met torusvormige Ferroxcube-kern, L_s secundaire zelfinductie, R weerstand van secundaire kring, G Graetz-schakeling.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Door het niet-lineaire verband dat bij de hier bedoelde veldsterkte tussen B en H bestaat, zal de flux in de kern niet meer zuiver sinusvormig zijn, doch o.a. een component hebben die in de tijd varieert evenredig met $\sin 3\omega t$ (derde harmonische). Hierdoor zal de spanning over de primaire zelfinductie behalve een component V_{p1}, die met de hoekfrequentie ω wisselt, ook een component V_{p3} bezitten die met een hoekfrequentie 3ω wisselt. Om de primaire stroom nu nagenoeg sinusvormig te houden, moeten we eisen dat de door genoemde V_{p3} teweeg gebrachte stroom i_{p3} kleiner is dan 0,01 i_{p1}, waarbij i_{p1} het gewenste gedeelte van de stroom is dat met frequentie ω wisselt. Men mag voor de meeste gevallen onderstellen dat de door de derde harmonische opgewekte e.m.k. kleiner is dan $0{,}1\ V_{p1} = 0{,}1\ i_{p1}\ \omega L_{p1}$. Hieruit volgt dat i_{p3} kleiner is dan

$$\left| \frac{0{,}1\ i_{p1}\ \omega L_{p1}}{R_i + j\ 3\omega L_{p3}} \right|,$$

en volgens onze eis moet dit weer kleiner zijn dan 0,01 i_{p1}. In deze uitdrukking is R_i de in serie met de primaire spoel geschakelde weerstand, die nagenoeg gelijk is aan de totale uitwendige impedantie voor de derde harmonische. Als men deze voorwaarde uitwerkt, vindt men ten slotte dat moet gelden, aannemende dat L_{p3} niet sterk van L_{p1} afwijkt:

$$R_i \geqq 9\omega L_p \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Natuurlijk moet ook de tak waarin zich de parasitaire capaciteit C_p bevindt, een voldoende grote impedantie voor i_{p3} hebben. Hieruit volgt de voorwaarde:

$$13\ \omega L_p \leqq \frac{1}{3\omega C_p},$$

die nagenoeg gelijkwaardig is met de voorwaarde (14).

Door de voorwaarden (11) en (14), en door de maximale stroomsterkte die de oscillator kan leveren, is de maximale veldsterkte waarbij men kan meten beperkt. Immers, bij een bepaalde frequentie $\omega/2\pi$ en een bepaalde parasitaire capaciteit C_p is L_p en dus het aantal windingen n_p begrensd.

Bij hoge frequenties en grote veldsterkten kan men ook in moeilijkheden geraken door de grote warmte-ontwikkeling in de kern. Deze grote warmte-ontwikkeling, gepaard met de slechte warmtegeleiding in het Ferroxcube-materiaal, maakt dat elke meting snel moet gebeuren en dat men tussen twee metingen lang moet wachten.

Verliezen bij grote inductie

Zoals reeds in I uitvoerig werd betoogd, geven in het gebied van grote inducties verschillende physische processen een bijdrage tot de verliezen. Deze verschillende bijdragen zijn niet op een algemene manier van elkaar te scheiden. Daarom kan men zich in het gebied van grote inducties wat betreft de verliezen eigenlijk alleen de vraag stellen: hoe groot zijn de totale verliezen die per volume-eenheid in een Ferroxcube-kern optreden wanneer er in de kern een zuiver sinusvormig magnetisch wisselveld met grote amplitude aanwezig is?

Voor het vinden van een antwoord op deze vraag staan twee zeer uiteenlopende methodes ter beschikking. Bij de eerste methode wordt in een calorimeter rechtstreeks de warmte gemeten die door het electromagnetische wisselveld in de Ferroxcube-kern wordt ontwikkeld. De tweede methode is analoog aan de in het vorige hoofdstuk besproken coaxiale methode.

a) Calorimetrische methode

Bij de calorimetrische methode wordt weer om een ringvormige kern van Ferroxcube een wikkeling aangebracht. Men plaatst deze spoel met kern in een calorimeter en laat door de spoel een sinusvormige stroom lopen. De totale hoeveelheid warmte die na een zekere tijd ten gevolge van de energiedissipatie in de kern is ontwikkeld, kan men nu uit de temperatuurstijging van de calorimeter bepalen. Deze methode biedt het voordeel dat men werkelijk alle verliezen bepaalt die in de kern ten gevolge van het electromagnetische veld optreden. Men meet dus zowel alle soorten ferromagnetische verliezen alsook de diëlectrische verliezen. Dit blijkt een bruikbare meetmethode te zijn voor inducties groter dan $50 \cdot 10^{-4}$ Wb/m² en in een frequentiegebied tussen 50 kHz en 1 MHz. Dat zowel de frequentie niet te laag als ook de inductie niet te klein mag zijn, hangt samen met de gevoeligheid van de calorimeter; de warmtehoeveelheid die per tijdseenheid wordt ontwikkeld mag niet te klein zijn. Dat de calorimetermethode ook boven een zekere frequentie niet meer goed bruikbaar is, hangt samen met de reeds herhaaldelijk genoemde eigencapaciteit C_p van de wikkeling om de kern. Deze heeft tot gevolg dat de gemeten waarde van de stroom door de wikkeling afwijkt van de werkelijke waarde, waardoor een juiste bepaling van de veldsterkte niet meer goed mogelijk is.

Behalve deze beperkingen is een verder nadeel van de calorimetermethode dat een meting veel tijd vereist. Daardoor is deze methode voor routine-onderzoek ongeschikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

b) De coaxiale methode

De bij de calorimetrische methode optredende beperkingen zijn vermeden bij de coaxiale methode, al is deze weer aan andere beperkingen onderhevig. De laatst genoemde methode kan goed worden toegepast bij inducties die beneden $100 \cdot 10^{-4}$ Wb/m² liggen. Hierdoor kan dus ook in het door de calorimetrische methode niet bereikbare gebied (beneden $50 \cdot 10^{-4}$ Wb/m²) gemeten worden. Het frequentiegebied waarvoor de in het Philips-laboratorium te Eindhoven gebouwde meetapparatuur ontworpen is, ligt tussen 50 kHz en 10 MHz.

Zoals we reeds opmerkten, is de hier bedoelde coaxiale methode analoog aan die welke we op blz. 210-213 reeds hebben beschreven en die bedoeld was voor metingen bij zeer kleine inducties. Voor de metingen bij grote inducties moet het vermogen van de oscillator echter aanzienlijk groter zijn. Wegens de lage frequentie bevat de meetkring steeds een geconcentreerde zelfinductie en capaciteit.

Evenals bij de coaxiale methode voor metingen bij zeer kleine inducties, wordt ook in dit geval de verandering van de resonantiecapaciteit en de verandering van de breedte van de resonantiekromme die het gevolg zijn van het inbrengen van de Ferroxcube-ring in de resonator, bepaald. Dit komt neer op een bepaling van het reële (μ') en het imaginaire (μ'') deel van de magnetische permeabiliteit μ. Nu hebben we echter in de inleiding uitvoerig betoogd dat bij grote waarden van de inductie de grootheden μ' en μ'' hun zin verliezen. De tegenstrijdigheid die in deze twee beweringen schuilt, is slechts schijnbaar, zoals we als volgt kunnen inzien. De twee gemeten grootheden μ' en μ'' zijn niet meer het reële en het complexe deel van een permeabiliteit μ gedefinieerd door een relatie $B = \mu H$. Veeleer moet deze relatie worden vervangen door een relatie van de vorm:

$$B = (\mu_i + \nu H_m) H \pm \nu(H_m^2 - H^2) \qquad (16)$$

waarbij H_m de maximale veldsterkte is. Het + en — teken moeten resp. voor de bovenste en onderste tak van de hysteresislus gebruikt worden, ν is de constante van Rayleigh. Met de coaxiale methode meet men dus de componenten van de coëfficient van de eerste term van het rechter lid van (16). De fout die men hierdoor maakt is niet gemakkelijk te schatten. Het gecompliceerde en ondoorzichtige van deze situatie (en de hierdoor beperkte nauwkeurigheid van de uitkomsten) is een van de nadelen van deze methode. Globaal kan men zeggen dat men niet de totale verliezen bepaalt die in de Ferroxcube-ring optreden doch voornamelijk de verliezen die met dat gedeelte van de magnetische inductie samenhangen dat dezelfde periode als het magnetische veld heeft. Dit hangt samen met het feit dat men bij deze methode de topwaarde van de spanning over de resonator meet. Deze is hoofdzakelijk afhankelijk van de inductiecomponent met de grondfrequentie. De spanningen ten gevolge van de hogere harmonischen, die met een onbekende fase bij de spanning van de grondfrequentie worden opgeteld, zijn klein doordat voor die hogere harmonischen geen resonantie optreedt.

Voor de inducties tot ongeveer $50 \cdot 10^{-4}$ Wb/m² heeft dit geen nadelige gevolgen van belang voor de practijk: door vergelijking met verliesmetingen volgens de calorimetrische methode is gebleken dat de fout die men met de coaxiale methode maakt voor het genoemde gebied van inducties in het algemeen klein is. Wil men echter voor inducties boven $50 \cdot 10^{-4}$ Wb/m² nog betrouwbare resultaten verkrijgen, dan moet men zijn toevlucht nemen tot de tijdrovende calorimetrische methode.

Vervorming

Uit het hierboven genoemde verband (16) tussen B en H volgt, dat bij grote waarden van de maximale veldsterkte H_m afwijkingen van het lineaire verband tussen stromen en spanningen optreden. Indien dus door de primaire wikkeling van een transformator een zuiver sinusvormige stroom met hoekfrequentie ω vloeit, ontstaat er op de secundaire wikkeling een spanning die beschreven wordt door de volgende reeks [7]):

$$V = V_1 \sin \omega t + V_3 \sin 3\omega t + V_5 \sin 5\omega t + \ldots \qquad (17)$$

De vervorming wordt nu gedefinieerd door:

$$D = \sqrt{\frac{V_3^2 + V_5^2 + \cdots}{V_1^2}}.$$

In het algemeen kan men echter de hogere harmonischen V_5 enz. verwaarlozen, zodat bij benadering geldt:

$$D \approx \frac{V_3}{V_1} \ldots\ldots\ldots \qquad (18)$$

De meest directe manier om de vervorming te meten, is de volgende. Men meet de spanning over de secundaire wikkeling van een transformator met behulp van een selectieve voltmeter. Op deze wijze kan men dus onmiddellijk de grootheden V_1 en V_3 bepalen.

Gebruikelijker, maar, zoals we zullen zien, niet zonder voorzichtigheid toepasbaar, is echter een andere werkwijze, die we nog iets uitvoeriger zullen bespreken.

[7]) Dat in deze reeks geen even harmonischen optreden, hangt samen met het feit dat de hysteresislus symmetrisch ten opzichte van de oorsprong van het assenstelsel B-H is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voor voldoend zwakke velden geldt een eenvoudig verband tussen de vervorming V_3/V_1, de hoekfrequentie ω van de grondgolf, de zelfinductie L van de (primaire) spoel en de hysteresisverliesweerstand R_H [8]):

$$\frac{V_3}{V_1} = \frac{0{,}6\ R_H}{\omega L} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (19)$$

Het bestaan van deze relatie schept de mogelijkheid de vervorming te bepalen uit metingen van de hysteresisverliesweerstand.

De hysteresisverliesweerstand, die het door hysteresis veroorzaakte verlies in een spoel met ferromagnetische kern aangeeft, is een van de maximale veldsterkte afhankelijke grootheid. Als we aannemen dat het door hysteresis veroorzaakte verlies de enige verliessoort is die van de veldsterkte afhangt, hetgeen in het algemeen zeker niet waar is [9]), dan kan men de hysteresisweerstand R_H uit een grafiek waarin de totale verliesweerstand R_t als functie van de maximale veldsterkte H_m is uitgezet vinden volgens:

$$R_H = R_t - R_0, \quad \ldots\ldots \quad (20)$$

waarbij R_0 het van de veldsterkte onafhankelijke gedeelte van de verliesweerstand is. Voor niet te hoge frequenties kan R_t gemeten worden bijv. met behulp van een brug van Maxwell [10]).

Onder dezelfde voorwaarden waaronder relatie (19) geldig is kan men afleiden dat, bij een bepaalde waarde van H_m, R_H evenredig met de frequentie toeneemt. Het is echter bij metingen aan Ferroxcube-materialen gebleken dat boven een bepaald (van het beschouwde materiaal afhangend) frequentiegebied de volgens relatie (20) bepaalde hysteresisweerstand groter is en sterker met de frequentie toeneemt dan te verwachten zou zijn uit de resultaten van de vervormingsmeting met behulp van de selectieve voltmeter. Dit duidt er op, dat er bij hoge frequenties nog een ander van de maximale veldsterkte afhankelijk verliesmechanisme optreedt, waardoor relatie (20) niet meer te gebruiken is om uit de gemeten R_t de uitsluitend met het hysteresisverschijnsel gekoppelde verliesweerstand R_H te bepalen. Dit blijkt duidelijk uit *fig. 9*. Hierin is op schematische wijze de vervorming als functie van de maximale inductie voor twee verschillende frequenties uitgezet. De getrokken lijn voor 100 kHz geeft ongeveer de vervorming die men zou vinden door berekening uit de „schijnbare" hysteresisweerstand volgens formules (20) en (19), de stippellijn voor 100 kHz geeft ongeveer weer wat men door meting volgens de methode met een selectieve voltmeter vindt. Terwijl bij heel lage frequentie de resultaten van beide methodes met elkaar kloppen (zie de kromme voor 2 kHz), ziet men dat bij de hogere frequentie een sterke discrepantie optreedt. Bij hoge frequenties kan men dus de vervorming niet meer te weten komen door gebruik te maken van de relaties (19) en (20) en is men op de reeds genoemde, iets minder eenvoudige methode met een selectieve voltmeter aangewezen.

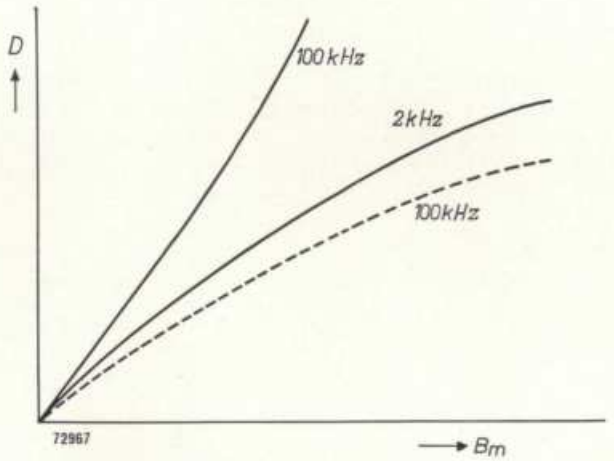


Fig. 9. Vervorming D in Ferroxcube als functie van de maximale inductie B_m, bij 2 kHz en bij 100 kHz (schematisch). De getrokken lijn voor 100 kHz geeft de vervorming zoals men haar zou vinden uit de schijnbare hysteresisweerstand. De gestippelde lijn geeft de resultaten van metingen met een selectieve voltmeter. Bij 2 kHz zijn de resultaten van beide methodes identiek.

Samenvatting. Voor de meting van de permeabiliteit en de verliezen van Ferroxcube-materialen in zwakke velden wordt een resonantiemethode toegepast waarbij de meetkring is opgebouwd hetzij uit geconcentreerde netwerkelementen (voor een frequentiegebied van ongeveer 50 kHz tot 10 MHz), hetzij uit een coaxiale lijn al of niet in combinatie met een geconcentreerde zelfinductie of capaciteit (voor frequenties in het gebied tussen 5 MHz en 3000 MHz). De foutenbronnen en beperkingen van de methode in beide uitvoeringen worden uitvoerig besproken. Bij sterke velden treedt in plaats van een permeabiliteitsmeting een bepaling van de magnetiseringskromme. Deze geschiedt met behulp van een dubbel gelijkrichtende Graetz-schakeling waarmee de secundaire spanning over een transformator met Ferroxcube-kern wordt gemeten. Voor de meting van de verliezen in sterke velden staan twee methodes ter beschikking. Bij de eerste methode wordt in een calorimeter de hoeveelheid warmte gemeten die in een Ferroxcube-ring ontwikkeld wordt, als deze zich in een sinusvormig wisselend magnetisch veld bevindt. Deze methode is geschikt voor inducties boven $50 \cdot 10^{-4}$ Wb/m² en frequenties beneden 1 MHz. Een nadeel is, dat een meting veel tijd vergt. Bij kleinere inducties en bij hogere frequenties kan men weer gebruik maken van een coaxiale lijn. Ten gevolge van vervorming meet men bij deze methode echter niet het totale verlies doch slechts het door de grondgolf veroorzaakte verlies. Beneden $50 \cdot 10^{-4}$ Wb/m² is dit geen bezwaar. Ten slotte worden nog enkele opmerkingen gemaakt over de meting van de vervorming. Bij zeer lage frequenties kan men de vervorming bepalen uit metingen van dat gedeelte van de verliesweerstand dat van de maximale veldsterkte afhankelijk is, bij hoge frequenties moet men de vervorming direct met behulp van een selectieve voltmeter meten.

[8]) E. Petersen, Bell Syst. techn. J. **7**, 762, 1928.
[9]) Voor een uitvoerige discussie van deze onderstelling zie I.
[10]) Zie bijv. D. Polder, Proc. Inst. El. Eng. **97**, 246, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET MECHANISME VAN DE SYNCHRONISATIE VAN *LC*-OSCILLATOREN

door J. van SLOOTEN.

621.396.61.018

Electrische oscillatoren waarvan de frequentie bepaald wordt door een uit zelfinductie en capaciteit bestaande trillingskring, vertonen onder inwerking van een storing veranderingen in faze en frequentie. Het bekendste verschijnsel hierbij is dat der synchronisatie, waarbij de oscillatorfrequentie wordt „meegenomen" door een periodieke storing van voldoende sterkte. Is de storing daarvoor te zwak, dan treedt een zwevingsverschijnsel op in combinatie met een kleine verandering van de gemiddele frequentie. De schrijver gaat uit van de onderstelling dat de oscillatorspanning vrijwel sinusvormig is en behandelt de verschijnselen op een wijze die beoogt een aanschouwelijk beeld te geven van hun mechanisme. Met de gegeven methode kunnen eveneens de frequentiefluctuaties onder invloed van een niet-periodieke storing, bijv. de thermische ruisspanning van de oscillatorkring, worden nagegaan.

Inleiding

In de radiotechniek wordt op grote schaal gebruik gemaakt van electrische oscillatoren die een bij benadering sinusvormige spanning produceren. Meestal bestaan deze uit een door een zelfinductie en een capaciteit gevormde trillingskring in combinatie met een triode, die aan de kring een stroom toevoert welke in faze is met de op de kring aanwezige wisselspanning. In zekere zin functionneert de triode daarbij als een aan de trillingskring parallelgeschakelde negatieve weerstand. De amplitude wordt in de regel begrensd doordat het werkpunt van de triode bij toenemende amplitude wordt verschoven naar een betrekkelijk grote negatieve roostervoorspanning. Dit geschiedt automatisch door gebruik te maken van de gelijkrichtende werking van de weg rooster-kathode. De eigenschappen van dergelijke technische oscillatoren zijn vroeger uitvoerig in dit tijdschrift besproken [1]). Daarbij is duidelijk gebleken dat de wijze van amplitudebegrenzing grote invloed heeft op die eigenschappen van de oscillator die met de gemiddelde amplitude samenhangen, bijv. de stabiliteit van de werking. Daarnaast zijn er echter oscillatoreigenschappen die althans in eerste benadering onafhankelijk zijn van het amplitudebegrenzingsmechanisme. Tot deze behoort de beïnvloedbaarheid van de faze en de frequentie door van buiten komende storingen. Een voorbeeld daarvan is de bekende eigenschap dat een *LC*-oscillator [2]) kan worden „meegenomen" of gesynchroniseerd door een van buiten komend periodiek signaal welks frequentie verschilt van de eigen of ongestoorde frequentie van de oscillator.

Over dit synchronisatieverschijnsel bestaat reeds een uitvoerige literatuur, die vrijwel geheel voortbouwt op het oorspronkelijke onderzoek van Möller, Appleton, en in het bijzonder van Van der Pol [3]). De desbetreffende publicaties zijn gekenmerkt door een zeer algemene wiskundige opzet, zodat bijv. ook oscillatoren waarbij de demping en de ontdemping zo groot zijn dat de trillingsvorm sterk van een sinuskromme gaat afwijken, in het onderzoek zijn inbegrepen (relaxatietrillingen). Voert men in de resultaten, dus pas achteraf, de onderstelling in, dat de trillingswijze vrijwel sinusvormig is, dan vindt men voor het synchroniseren uiteindelijk een zeer eenvoudige voorwaarde [4]). Een nadeel van deze methode is, dat het mechanisme van het synchronisatieproces niet duidelijk zichtbaar wordt. Voert men het onderzoek echter van het begin af uit in de onderstelling dat de trillingswijze nagenoeg sinusvormig is, dan blijkt een geheel andere wijze van behandelen mogelijk, die naast haar eenvoud nog het voordeel heeft dat geen enkele onderstelling behoeft te worden gemaakt over de wijze waarop de amplitudebegrenzing tot stand komt. In het volgende zal deze methode worden geschetst, waarbij zal blijken dat ook het zwevingsverschijnsel, dat optreedt wanneer het stoorsignaal te zwak is om synchronisme te kunnen bewerkstelligen, op deze wijze een elementaire behandeling toelaat. Aansluitend daaraan kunnen ook de onregelmatige frequentiefluctuaties die optreden bij een willekeurig stoorsignaal, bijv. een in de oscillator zelf werkende ruisbron, worden nagegaan.

---

[1]) J. van Slooten, Philips techn. T. **7**, 40-45 en 171-177, 1942.

[2]) Eenvoudigheidshalve noemen we een oscillator waarvan de frequentie bepaald wordt door een zelfinductie L en een capaciteit C, een *LC*-oscillator.

[3]) H. G. Möller, Jahrbuch drahtl. Tel. **17**, 256-287, 1921.
E. V. Appleton, Proc. Cambr. Phil. Soc. **21**, 231-248, 1922.
B. van der Pol, Phil. Mag. **3**, 65-80, 1927.
B. van der Pol, Proc. I. R. E. **22**, 1051-1086, 1934.

[4]) G. Francini, Alta Frequenza **18**, 125-133, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De fazeverandering onder invloed van één enkele kort durende stoorimpuls

In *fig. 1* is een gebruikelijk type oscillator schematisch weergegeven. Hierbij is ondersteld dat het stoorsignaal werkt als een stroombron parallel aan de *LC*-kring. Dit is voorgesteld door de linkse penthode, aan het stuurrooster waarvan

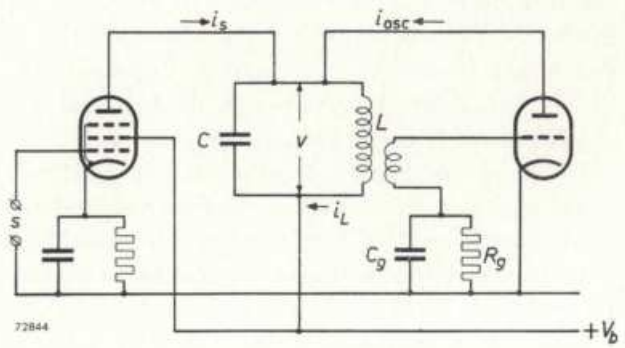


Fig. 1. Gebruikelijke oscillatorschakeling. De stoorspanning s werkt op het rooster van de linkse penthode.

de stoorspanning s wordt toegevoerd. De oscillatie-amplitude wordt begrensd met behulp van de roostercondensator C_g en de roosterweerstand R_g, maar de aard van het begrenzingsmechanisme speelt bij de volgende beschouwingen geen rol, zodat ook een andere methode van begrenzing, bijv. door de kromming van de i_a-v_g-karakteristiek van de triode, kan worden ondersteld.

De gedachtegang is nu, dat men de oscillator beschouwt als een vrij trillende *LC*-kring waarvan de trillingsamplitude op peil wordt gehouden doordat de oscillatorbuis aan de kring een stroom toevoert die in faze is met de kringspanning v. Hierdoor beïnvloedt deze buis wel de amplitude maar niet de faze van de spanning over de trillingskring. In overeenstemming met deze onderstelling is het resultaat dat we aanstonds zullen vinden, nl. dat een stoorimpuls die samenvalt met een spanningsmaximum of -minimum van de kringspanning v, geen invloed heeft op de faze van de trilling.

Daartoe beschouwen we nu de invloed van een kort durende stroomimpuls, die door de penthode in fig. 1 aan de kring wordt toegevoerd op een tijdstip dat overeenkomt met een fazehoek φ gerekend van een spanningsmaximum af. Dit is voorgesteld in *fig. 2*.

De lading $i_s\,\Delta t$ die door de stoorimpuls aan de kring wordt toegevoerd, noemen we q_t:

$$q_t = i_s\,\Delta t. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Daar de stroom i_L door de spoel continu is, veroorzaakt de stoorimpuls aan de condensator C een momentele spanningsverhoging Δv, die gegeven is door

$$\Delta v = \frac{q_t}{C}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Het ligt nu voor de hand, direct na de impuls de condensatorspanning v' en de stroom door de spoel i_L' te doen overeenkomen met die van een ongestoorde trilling, waarbij de faze en de grootte van het spanningsmaximum verschillen van die vóór de impuls. Derhalve:

$$\left.\begin{aligned} V_{max}\cos\varphi + \Delta v &= V'_{max}\cos\varphi', \\ I_{L\,max}\sin\varphi &= I_{L'\,max}\sin\varphi'. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Het spreekt van zelf dat hierbij moet gelden:

$$\frac{V'_{max}}{I_{L'\,max}} = \frac{V_{max}}{I_{L\,max}}.$$

We stellen nu:

$$\left.\begin{aligned} V'_{max} &= V_{max} + \Delta V_{max}, \\ I_{L'\,max} &= I_{L\,max} + \Delta I_{L\,max}, \\ \varphi' &= \varphi + \Delta\varphi. \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad (4)$$

Daar $\Delta\varphi$ een kleine hoek is, mogen we stellen: $\cos\Delta\varphi = 1$ en $\sin\Delta\varphi = \Delta\varphi$. In verband daarmee voeren we, gebruik makend van een bekende goniometrische betrekking, in (3) in:

$$\left.\begin{aligned} \cos\varphi' &= \cos\varphi - \Delta\varphi\sin\varphi, \\ \sin\varphi' &= \sin\varphi + \Delta\varphi\cos\varphi. \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Uit (3), (4) en (5) volgt, bij weglating van de termen die de producten $\Delta V_{max}\Delta\varphi$ en $\Delta I_{L\,max}\Delta\varphi$ bevatten:

$$\left.\begin{aligned} \Delta V_{max}\cos\varphi - V_{max}\,\Delta\varphi\sin\varphi &= \Delta v, \\ \Delta I_{L\,max}\sin\varphi + I_{L\,max}\,\Delta\varphi\cos\varphi &= 0. \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

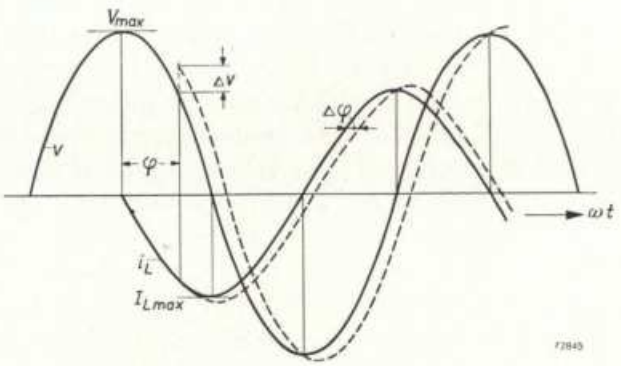


Fig. 2. Schematische voorstelling van de invloed van een kort durende stoorimpuls op de momentele amplitude en de faze van de oscillatorspanning. Men lette in het bijzonder op de fazesprong $\Delta\varphi$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

We voeren nu de relatieve impulssterkte ε en de relatieve amplitudeverandering x in, volgens:

$$\varepsilon = \frac{\Delta v}{V_{max}} = \frac{i_s \Delta t}{C V_{max}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

$$x = \frac{\Delta V_{max}}{V_{max}} = \frac{\Delta I_{Lmax}}{I_{Lmax}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Hierdoor krijgt men in plaats van (6):

$$\left.\begin{aligned} x\cos\varphi - \Delta\varphi \sin\varphi &= \varepsilon, \\ x\sin\varphi + \Delta\varphi\cos\varphi &= 0, \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

waaruit volgt voor x en $\Delta\varphi$:

$$\boxed{\begin{aligned} x &= \varepsilon\cos\varphi, \\ \Delta\varphi &= -\varepsilon\sin\varphi. \end{aligned}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Op deze vergelijkingen (10) is het verdere onderzoek gebaseerd. We zien dat stoorimpulsen die vallen bij een spanningstop ($\varphi = 0$ of $\varphi = \pi$) geen invloed hebben op de faze, maar wel op de amplitude. Daarentegen hebben impulsen die vallen bij een nuldoorgang van de kringspanning ($\varphi = \pi/2$ of $\varphi = 3\pi/2$) de eigenschap alleen de faze te veranderen. Verder zij nog opgemerkt dat door het begrenzingsmechanisme de amplitudeveranderingen op den duur worden weggewerkt, maar dat de fazeveranderingen blijven bestaan. Dit laatste zou men kunnen uitdrukken door te zeggen dat de oscillator een „oneindig geheugen" heeft voor fazestoringen.

Synchronisatie door een reeks aequidistante impulsen

De tweede van de vergelijkingen (10) bevat reeds de mogelijkheid van het synchroniseren door een van buiten komend signaal, terwijl zij tevens het mechanisme ervan doet zien. Wanneer nl. op iedere periode van de oscillatorspanning een stoorimpuls valt bij de fazehoek φ, dan treedt per periode de fazesprong $\Delta\varphi = -\varepsilon\sin\varphi$ op, zodat een relatieve frequentieverandering $\Delta\varphi/2\pi$ is ingetreden. De frequentie wordt daarbij vergroot wanneer de impulsen vallen vóór het spanningsmaximum, en verkleind wanneer zij er na vallen. Dit laatste komt overeen met de in fig. 2 geschetste toestand.

De veroorzaakte relatieve frequentieverandering is het grootst wanneer de impulsen een hoek $\pi/2$ in faze vóór of achter zijn ten opzichte van het spanningsmaximum. Impulsen van de relatieve sterkte ε kunnen ten hoogste de relatieve frequentieverandering $\varepsilon/2\pi$ geven. Is het relatieve verschil tussen de impulsfrequentie en de ongestoorde oscillatorfrequentie groter dan $\varepsilon/2\pi$, dan kan geen synchronisatie optreden en ontstaat een zwevingsverschijnsel, waarop aanstonds zal worden teruggekomen. Is het relatieve frequentieverschil kleiner dan $\varepsilon/2\pi$, dan kan de synchronisatie optreden bij een kleinere fazehoek ($-\pi/2 < \varphi < \pi/2$). Zolang de toestand van synchronisme nog niet is bereikt, verandert de faze φ van periode tot periode tot de impulsen bij de juiste waarde van φ vallen. De ervaring leert dat de toestand van synchronisme daarna blijft bestaan, ook bij kleine variaties in de sterkte of het tijdstip van de impulsen. Het bewijs van deze stabiliteit van de toestand van synchronisme zou ons hier te ver voeren.

Uit het besprokene is te zien dat het synchroniseren van een LC-oscillator door impulsen haast even aanschouwelijk kan worden voorgesteld als dat van een multivibrator of een blokkeeroscillator. Het volgende beeld kan hierbij nog worden gebruikt: wanneer men een klok telkens na 65 minuten 5 minuten terugzet, loopt zij synchroon met een storing die een periodeduur van 65 minuten heeft. Zij wijst daarbij uren met een tijdsduur van 65 minuten aan.

Synchronisatie door een sinusvormige spanning

Heeft het synchroniserende signaal niet de impulsvorm, dan kan men de fazeverandering per periode vinden door met behulp van de tweede vergelijking van (10) over een periode te integreren. Het signaal beschouwt men daarbij dus als samengesteld uit elementaire impulsen. De factor $\sin\varphi$ uit (10) bewerkstelligt dat het integreren overeenkomt met het bepalen van de grondcomponent van het stoorsignaal. We mogen dan ook concluderen dat de synchroniserende werking van een periodiek herhaalde impuls even groot is als die van een sinusvormig signaal dat even groot is als de grondcomponent van de reeks van impulsen. Het synchroniseren door een sinusvormig signaal kan dus eenvoudig uit dat door impulsen worden afgeleid.

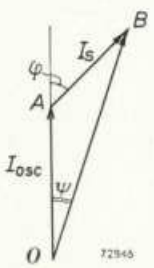


Fig. 3. De vector OA, die in faze is met de kringspanning, stelt de anodewisselstroom van de oscillatorbuis voor. De vector AB geeft de synchroniserende sinusvormige stoorstroom weer. De hoek φ is de fazehoek tussen deze laatste en de kringspanning, terwijl de hoek ψ een maat is voor de frequentieverandering van de oscillator.

Het geval van synchroniseren door een sinusvormig signaal kan ook worden afgeleid uit het vectordiagram *fig. 3*. De anodewisselstroom i_{osc} van de oscillatorbuis is in faze met de kringspanning. De signaalstroom i_s is hiermee uit faze. De vector OB stelt de totale voedingstroom naar de LC-kring

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor. De constante fazehoek ψ tussen deze laatste en de kringspanning is alleen mogelijk indien de oscillator trilt in een frequentie die verschilt van de eigen frequentie van de kring. Het diagram geeft geen inzicht in de wijze waarop de synchronisatie tot stand komt, maar geeft slechts de mogelijke eindtoestand weer [5]).

Differentiaalvergelijking voor de totale faze-afwijking onder invloed van een sinusvormige storing

Om naast het geval van synchronisatie ook het zwevingsverschijnsel te kunnen onderzoeken, dat optreedt wanneer het stoorsignaal te zwak is om synchronisatie te veroorzaken, stellen we de differentiaalvergelijking op voor het algemene geval van een sinusvormige storing waarvan de hoekfrequentie een bedrag $\Delta\omega$ verschilt van de hoekfrequentie van de ongestoorde oscillator. De faze-afwijking die de oscillatorspanning onder invloed van de storing krijgt, noemen we Φ. Uiteraard is deze Φ een functie van de tijd.

We stellen de oscillatorspanning dus voor als

$$v = V_{\max} \cos(\omega_0 t + \Phi) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

De aan de *LC*-kring toegevoerde stoorstroom stellen we

$$i_s = I_{s\max} \cos(\omega_0 t - \Delta\omega t - \varphi) \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Hierin is $\Delta\omega$ klein ten opzichte van ω_0, terwijl φ een voorlopig nog onbepaalde constante fazehoek is. Het momentele fazeverschil tussen de storing en de oscillatorspanning is blijkbaar

$$\Theta = \Delta\omega t + \varphi + \Phi \, . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

We splitsen de stoorstroom nu in een component die in faze is met de oscillatorspanning en een component die ten opzichte hiervan een fazeverschil $\pm \pi/2$ vertoont. Het eerste deel heeft geen invloed op de faze van de oscillator, wel op de amplitude. Bij het tweede deel is het juist omgekeerd. Door gebruik te maken van een bekende goniometrische betrekking vinden we uit (12):

$$\begin{aligned} i_s = {} & I_{s\max} \cos(\omega_0 t + \Phi) \cos(\Delta\omega t + \varphi + \Phi) + \\ & + I_{s\max} \sin(\omega_0 t + \Phi) \sin(\Delta\omega t + \varphi + \Phi) \, . \quad (14) \end{aligned}$$

Het laatste product stelt hier de stoorcomponent voor die „loodrecht staat" op de momentele oscillatorspanning en die dus verantwoordelijk is voor de fazeveranderingen. Alleen deze component beschouwen we nu verder.

Om tot de bedoelde differentiaalvergelijking te komen, moeten we de momentele stoorstroom op grond van de tweede vergelijking van (10) nog vermenigvuldigen met de sinus van de fazehoek die de oscillatorspanning doorlopen heeft na het laatste spanningsmaximum. Uit (11) blijkt dat deze hoek op een veelvoud van 2π na gelijk is aan $\omega_0 t + \Phi$. Daardoor volgt uit (7), (10) en (14):

$$\begin{aligned} d\Phi &= -\frac{I_{s\max}\, dt}{CV_{\max}} \sin^2(\omega_0 t + \Phi) \sin(\Delta\omega t + \varphi + \Phi) = \\ &= \frac{I_{s\max}\, dt}{2CV_{\max}} [1 - \cos 2(\omega_0 t + \Phi)] \sin(\Delta\omega t + \varphi + \Phi). \end{aligned}$$

Uit deze vergelijking zien we, dat de faze-afwijking Φ onderhevig is aan een langzame variatie, samenhangende met het frequentieverschil $\Delta\omega$, maar dat Φ bovendien nog een snelle variatie vertoont binnen iedere periode van de oscillatorspanning. Deze snelle variatie heeft dus meer het karakter van een beïnvloeding van de krommevorm van de oscillatorspanning dan van een reële fazefluctuatie. Daarom kunnen we de ermee overeenkomende invloed zonder bezwaar verwaarlozen, waardoor we ten slotte tot de volgende differentiaalvergelijking komen:

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{I_{s\max}}{2CV_{\max}} \sin(\Delta\omega t + \varphi + \Phi) \, . \quad (15)$$

Een nadere beschouwing leert, dat de snelle fazevariatie binnen iedere periode inderdaad geen physische betekenis heeft, maar slechts samenhangt met de omstandigheid dat wij als ongestoorde faze die van een vrij trillende kring namen, en niet die van een door een sinusvormige stroom met de frequentie ω_0 aangedreven kring. De verwaarloosde term was dus slechts een complicatie ten gevolge van de vereenvoudigde behandeling van het probleem.

Het geval van synchronisatie laat zich uit de differentiaalvergelijking (15) gemakkelijk afleiden, daar dan moet gelden:

$$\Phi = -\Delta\omega t.$$

Door dit in (15) te substitueren, vindt men:

$$\frac{I_{s\max} \sin\varphi}{2CV_{\max}\Delta\omega} = 1, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

waarin φ, in overeenstemming met fig. 2 en fig. 3, de fazehoek tussen de stoorstroom en de oscillatorspanning is. Voorwaarde voor synchronisatie is blijkbaar:

$$\frac{I_{s\max}}{2CV_{\max}\Delta\omega} \geqq 1 \, . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

[5]) Een bij dit diagram aanknopende behandeling van de synchronisatie en het zwevingsverschijnsel is gegeven door R. Adler, Proc. I.R.E. **34**, 351-357, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het zwevingsverschijnsel in het geval van een zeer zwakke storing; vergelijking met een normale zweving

Wanneer de storing zeer zwak is, zal ook de faze van de oscillator zeer weinig van die in het ongestoorde geval afwijken. Een benaderende oplossing van (15) vindt men dan door Φ in het rechterlid

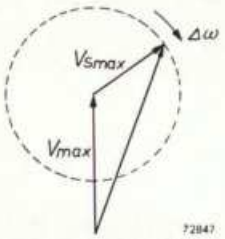


Fig. 4. Vectordiagram van een normale zweving. De vector $V_{s\,max}$ heeft ten opzichte van V_{max} de relatieve hoeksnelheid $\Delta\omega$.

van (15) te verwaarlozen. Men verkrijgt zodoende als eerste approximatie voor een zwakke storing:

$$\Phi = \frac{I_{s\,max}}{2CV_{max}\,\Delta\omega}\cos(\Delta\omega t + \varphi). \quad . \quad . \quad (18)$$

Deze vergelijking stelt een fazemodulatie voor met de hoekfrequentie $\Delta\omega$, het verschil tussen de hoekfrequentie van het signaal en die van de oscillator. Uit een vergelijking met (17) volgt dat de maximale faze-afwijking beneden 1 radiaal moet blijven, daar anders (18) zeker niet meer geldig is als oplossing van (15). Op de strenge oplossing van (15) komen we aanstonds terug.

Het is zeer instructief, het door (18) voorgestelde zwevingsverschijnsel te vergelijken met een normale zweving tussen twee vaste frequenties. Daartoe vervangen we de oscillatorstroom i_{osc} in fig. 1 door een even grote stroom met de constante frequentie ω_0. Aan de LC-kring veroorzaakt deze de spanningsamplitude

$$V_{max} = I_{osc\,max}\,R. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Hierin is R de parallelweerstand van de kring bij resonantie. Met de serieweerstand r heeft deze het bekende verband:

$$R = \frac{L}{Cr}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

De door (12) voorgestelde stoorstroom geeft aan de LC-kring de spanningsamplitude

$$V_{s\,max} = I_{s\,max}\frac{R}{\sqrt{1+y^2}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

waarin y de waarde

$$y = \frac{2L}{r}\Delta\omega = 2\,RC\,\Delta\omega. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

heeft.

Op bekende wijze kan men de som van de door (19) en (21) gegeven spanningsvectoren vinden uit een diagram, waarbij $V_{s\,max}$ ten opzichte van V_{max} de relatieve hoeksnelheid $\Delta\omega$ heeft *(fig. 4)*.

Indien $V_{s\,max}$ voldoende klein is ten opzichte van V_{max}, is het duidelijk dat de maximale afwijking van de faze in vergelijking met het ongestoorde geval bij de normale zweving bedraagt:

$$\Phi_{normaal} = \frac{V_{s\,max}}{V_{max}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Ten slotte vinden we uit (18) t./m. (23) voor de verhouding van de maximale faze-afwijkingen bij de oscillator en bij de normale zweving:

$$\frac{\Phi_{osc}}{\Phi_{normaal}} = \frac{\sqrt{1+y^2}}{2CR\Delta\omega} = \frac{\sqrt{1+y^2}}{y}. \quad (24)$$

Hieruit zien we hoe in het bijzonder voor kleine waarden van $\Delta\omega$ ($y<1$) de faze-afwijking bij een oscillator veel groter wordt dan bij een normale zweving. Dit bijzondere verschijnsel kan nog als volgt worden toegelicht.

Wordt aan een LC-kring die door een stroom van constante frequentie wordt gevoed, een kort durende storing toegevoerd, dan treedt een verandering van de momentele faze op. Na enige tijd is deze door de kringdemping uitgestorven. Bij een oscillator blijft een fazestoring daarentegen onbepaald lang bestaan. Daardoor kan (beneden de door het optreden van synchronisatie gestelde grens) bij een zweving waarvan de periodeduur lang is ten opzichte van de uittriltijd $r/2L$ van de kring, de faze-afwijking bij een oscillator veel sterker aangroeien dan bij een normale zweving het geval is. Dit is ongetwijfeld een merkwaardige en weinig bekende oscillatoreigenschap.

Strenge oplossing van de differentiaalvergelijking (15)

Hoewel thans reeds een vrij goed overzicht van de verschijnselen is verkregen, is nog niet duidelijk zichtbaar geworden op welke wijze het zwevingsverschijnsel voor een van zwak tot sterk toenemende storing overgaat in de toestand van synchronisatie. Deze lacune wordt overbrugd door de strenge oplossing van (15). Daarbij zal blijken dat ook reeds het zwevingsverschijnsel vergezeld gaat van een aanvankelijk zeer kleine verandering van de gemiddelde oscillatorfrequentie.

De differentiaalvergelijking (15) ziet er op het eerste gezicht weinig aantrekkelijk uit, maar blijkt toch met elementaire middelen oplosbaar te zijn. Daartoe voeren we als nieuwe veranderlijke in:

$$u = \Delta\omega t + \varphi + \Phi, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

terwijl we tevens kortheidshalve stellen:

$$\frac{I_{s\,max}}{2\,C\,V_{max}\,\Delta\omega} = a \quad (a<1). \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Hierdoor gaat (15) over in

$$\frac{du}{1 - a \sin u} = \Delta\omega\, dt\,.$$

Het linkerlid van deze vergelijking voert tot een elementaire goniometrische integraal, waardoor men als oplossing van (15) vindt:

$$\frac{2}{\sqrt{1-a^2}} \operatorname{arc\,tg}\left[\sqrt{\frac{1+a}{1-a}} \operatorname{tg}\left(\frac{u}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right] = \Delta\omega \cdot t + \text{const.}$$

Door op een geschikt gekozen tijdstip $\Phi = 0$ te stellen kan men deze vergelijking zonder verlies van algemeenheid, onder gebruikmaking van (25), overzichtelijker schrijven als volgt:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\Delta\omega t}{2} + \frac{\Phi}{2}\right) = \sqrt{\frac{1-a}{1+a}} \operatorname{tg}\left(\frac{\sqrt{1-a^2}}{2}\,\Delta\omega t\right). \quad (27)$$

We schrijven hiervoor kortheidshalve:

$$\operatorname{tg} \psi_2 = \sqrt{\frac{1-a}{1+a}} \operatorname{tg} \psi_1, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (28)$$

waarbij de betekenis van ψ_1 en ψ_2 direct door (27) is gegeven.

Uit (28) volgt dat tg ψ_1 en tg ψ_2 gelijktijdig de waarde 0 en eveneens gelijktijdig de waarde ∞ aannemen. De hoeken ψ_1 en ψ_2 bereiken dus gelijktijdig de waarden 0, $\pi/2$, π, $3\pi/2$, enz. Dit is grafisch

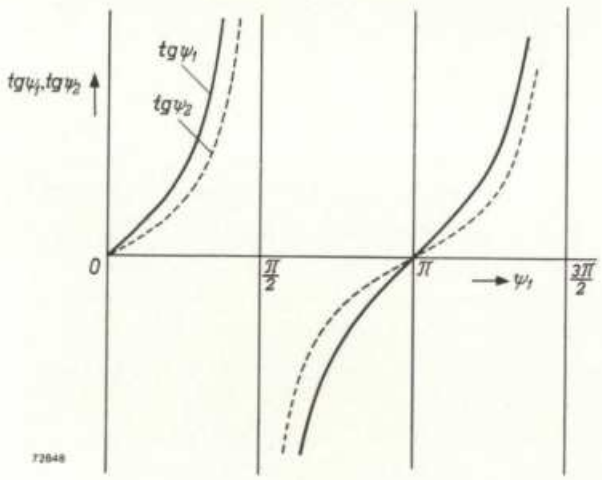


Fig. 5. Grafische voorstelling van de betrekkingen (28) en (27). De hoeken ψ_1 en ψ_2 groeien gemiddeld even snel aan.

voorgesteld in *fig. 5*. De hoeken ψ_1 en ψ_2 groeien blijkbaar gemiddeld even snel aan. Wanneer we dus afzien van de periodieke fluctuatie, geldt voor de gemiddelde aangroeiing van Φ:

$$\Phi = -\Delta\omega t\,(1 - \sqrt{1-a^2})\,.$$

Het gemiddelde hoekfrequentieverschil tussen de storing en de oscillator is dus blijkbaar

$$\sqrt{1-a^2}\,\Delta\omega\,.$$

Dit is in overeenstemming met het bekende verschijsel dat voor een niet te zwakke storing de interferentietoon merkbaar lager is dan de verschilfrequentie $\Delta\omega/2\pi$ tussen de storing en de ongestoorde oscillator. Dus reeds vóór de mogelijkheid tot synchronisatie bestaat wordt de gemiddelde oscillatorfrequentie door de storing „aangetrokken".

Uit (28) en fig. 5 is nog af te leiden, dat wanneer a nadert tot één, het maximale verschil tussen ψ_2 en ψ_1 nadert tot $\pi/2$. Daar de fluctuatie in de aangroeiing van ψ_2 overeenkomt met die van $\Phi/2$, zien we dat wanneer genaderd wordt tot de mogelijkheid van synchronisatie ($a \to 1$) de fazefluctuatie van de oscillator ten gevolge van het afnemen van de zwevingsfrequentie zeer langzaam wordt en nadert tot de maximale amplitude $\pm\,\pi$. De oscillatorspanning doorloopt dus nog iedere fazerelatie tot de storing, waardoor de toestand van synchronisatie bij verdere aangroeiing van a zonder discontinuïteit kan intreden. Hierdoor is een afgerond beeld van de verschijnselen verkregen.

De niet-lineariteit van de verschijnselen; toepassing op willekeurige storingen; de frequentieruis van oscillatoren

Daar in de voorafgaande beschouwingen de niet-lineariteit van het amplitudebegrenzingsmechanisme geen bepaalde rol speelt, zou men kunnen menen dat hier een lineaire behandeling van het storingsprobleem is gegeven. Dit is echter geenszins het geval, zoals reeds volgt uit de onmiskenbare niet-lineariteit van de differentiaalvergelijking (15).

Wel is de benaderingsoplossing (18) lineair. Zij kan dus worden toegepast op een som van twee of meer sinusvormige storingen, mits voor iedere storing de door (26) gedefinieerde waarde van a voldoende klein is ten opzichte van één. Is hieraan niet voldaan, dan is het effect van een storing niet onafhankelijk van de aanwezigheid van andere storingen. Het duidelijkst spreekt dit voor de synchronisatie: synchronisatie door twee periodieke storingen van verschillende frequentie is een contradictio in terminis.

Heeft men te doen met een willekeurige niet-periodieke storing, bijv. een in de oscillator zelf aanwezige ruisbron, dan ligt het voor de hand van deze storing het Fourier-spectrum te nemen, en op de componenten ervan de lineaire benaderingsoplossing (18) toe te passen. Dit is echter ontoelaatbaar, daar het spectrum in de regel componenten

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zal bevatten waarvoor niet voldaan is aan $\alpha \ll 1$. En dit zijn juist de interessantste componenten, nl. die welke gegroepeerd zijn in de directe omgeving van de ongestoorde oscillatorfrequentie [6]).

Een andere, en o.i. de enige correcte, methode bestaat hierin dat men uitgaat van de tijdsfunctie van de storing, in het geval van een ruisbron dus de reële statistische fluctuaties. Men komt dan tot een middelbare waarde van de fazefluctuatie per periode. Daar wij elders op deze kwestie hopen terug te komen, zal dit hier niet verder worden uitgewerkt [7]). Bij willekeurige storingen met een gegeven tijdsverloop moet in het algemeen de met (15) overeenkomende differentiaalvergelijking worden opgelost, wat in de regel niet eenvoudig mogelijk zal zijn.

[6]) Wil men de oscillator „lineariseren" door de tijdsconstante van het regelmechanisme zeer groot te nemen, dan mag niet gelijktijdig een constante oscillatorspanning worden ingevoerd.

[7]) Een op de statistische fluctuaties gebaseerde behandeling van het oscillatorgeruis is inmiddels gegeven door Aug. Blaquière, Comptes Rendus **234**, 419-421, 710-712, 1140-1142, 1952 (Nr. 4, 7 en 11). Beschouwingen gebaseerd op het Fourier-spectrum van de ruisbron vindt men in: A. Spaelti, Bull. Schweiz. Elektrot. Vereins **39**, 419-428, 1948, en L. M. Lerner, Proc. Nat. Electronics Conference **7**, 275-287, 1951.

Samenvatting. Uitgaande van de onderstelling dat een oscillator nagenoeg sinusvormig trilt en het amplituderegelmechanisme geen invloed heeft op de faze van de oscillatorspanning, wordt de fazesprong van deze spanning ten gevolge van een stoorimpuls berekend. Hierop aansluitend wordt het synchroniseren van een oscillator door een periodieke storing waarvan de periodeduur verschilt van die van de oscillator, elementair verklaard. Door oplossing van een differentiaalvergelijking worden de faze- en frequentieveranderingen onder invloed van een zwakke periodieke storing berekend. Bij aangroeien van de sterkte van de storing, of afnemen van het frequentieverschil, gaat de gevonden oplossing continu over in de toestand van synchronisme. Besproken wordt verder de niet-lineariteit van de verschijnselen, dwz. de afhankelijkheid van het effect van een storing van de aanwezigheid van andere storingen. Aansluitend daarop is uiteengezet hoe de gevolgde methode kan worden toegepast om te berekenen welke invloed de in de oscillator aanwezige ruisspanningen hebben op de frequentieconstantheid van de oscillator.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2008: J. C. Francken: Opneembuizen voor televisie, III. Electronenoptische problemen in de beeldiconoscoop (T. Ned. Radiog. **16**, 243-257, 1951, No. 5).

In de beeldiconoscoop kan men twee secties onderscheiden, de afbeeldsectie en de aftastsectie. Bij beide stuit men op typische electronenoptische problemen. Wat betreft de aftastsectie worden middelen besproken ter verkrijging van een gelijkmatige scherpte over het gehele beeld. Het blijkt voordelig daarbij uit te gaan van een grote stroomdichtheid aan de kathode. Daarom wordt bij de constructie van de Philips beeldiconoscoop gebruik gemaakt van de zg. L-kathode, hetgeen ook van voordeel is voor het nauwkeurig monteren van de onderdelen van het electronenkanon. De afbeeldsectie bestaat uit een fotokathode, een electronenlens en een opvangplaat. De electronenlens wordt gevormd door een electrisch veld tussen de kathode en een cylindrische anode en, coaxiaal daarmee, een magnetisch veld, opgewekt door een vrij lange spoel. De eigenschappen van dit systeem worden besproken. Oorzaken van onscherpte (chromatische aberratie en beeldveldkromming) en van vertekening (kussenvormige vertekening en S-distorsie) komen ter sprake. Al deze afbeeldingsfouten kan men in voldoende mate onderdrukken. Een bijzondere eigenschap van dit type lens is de mogelijkheid, de vergroting continu te variëren, terwijl het beeld scherp blijft en niet roteert. Dit kan worden bereikt door een driedelige spoel te gebruiken. Door gelijktijdige verandering van de stroom in de drie secties van de spoel kan de vergroting in een verhouding 1:2 worden gewijzigd (zie ook Nos. **2006** en **2007**).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!